

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA MASARYKOVY UNIVERZITY  
ÚSTAV TEORETICKÉ FYZIKY A ASTROFYZIKY

# Horké hvězdy II

Jiří Krtička

Brno 2015

# 1 Atmosféry horkých hvězd

## 1.1 Popis záření ve hvězdných atmosférách

V podstatě všechny informace, které o hvězdách máme, získáváme studiem jejich elektromagnetického záření. Proto je znalost přesného fyzikálního stavu oblasti, ze které k nám elektromagnetické záření hvězdy přichází, klíčová k pochopení dějů, které ve hvězdě probíhají, i k pochopení jejího předchozího i budoucího vývoje. Oblast, z níž k nám elektromagnetické záření hvězdy přichází, se nazývá *hvězdná atmosféra*. Ačkoliv hmotnost hvězdné atmosféry představuje jen velmi malou část hmotnosti celé hvězdy, je její studium stejně důležité, jako studium vnitřní struktury hvězdy.

Proto byla také vypracována velice podrobná teorie, které popisuje šíření elektromagnetického záření v atmosféře hvězdy a jeho interakci s látkou. Základy této teorie si nyní ukážeme. Jednou z nejdůležitějších veličin používaných pro popis hvězdných atmosfér je *specifická intenzita záření*  $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$ . Ta se definuje pomocí množství energie  $d\mathcal{E}$ , prošlé jednotkovou plochou  $dS$  v bodě  $\mathbf{r}$  ve směru  $\mathbf{n}$  do prostorového úhlu  $d\omega$  v intervalu frekvencí  $(\nu, \nu + d\nu)$  v čase  $t$  za čas  $dt$ . Tedy

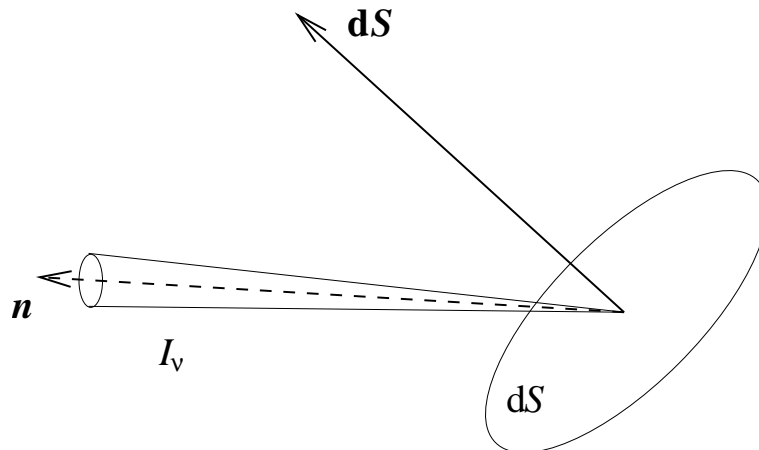
$$d\mathcal{E} = I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t) dS \cos\theta d\omega d\nu dt, \quad (1)$$

kde  $\theta$  je úhel mezi směrem  $\mathbf{n}$  a normálou k ploše  $dS$  (viz. obr. 1). Při zavádění dalších veličin budeme pro jednoduchost předpokládat, že studovaná atmosféra je stacionární (ale ne nutně statická) a sféricky symetrická nebo planparalelní. V takovémto případě závisí intenzita záření pouze na poloměru  $r$ , úhlu  $\theta$  a frekvenci  $\nu$ . V astrofyzice je zvykem označovat proměnnou, ke které je daná veličina vztažena, prostřednictvím indexu, tedy například  $I_\nu \equiv I(r, \nu)$ . *Střední intenzita záření*  $J(r, \nu)$  (nultý moment intenzity) se zavádí vztahem

$$J_\nu \equiv J(r, \nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(r, \mu, \nu) d\mu. \quad (2)$$

Zde je zavedena, jak je v astrofyzice běžným zvykem, proměnná  $\mu$  vztahem  $\mu = \cos\theta$ . Je možné ukázat, že střední intenzita záření souvisí s hustotou zářivé energie  $E_R(r)$ ,

$$E_R(r) = \frac{4\pi}{c} \int_0^\infty J(r, \nu) d\nu. \quad (3)$$



Obrázek 1: K definici specifické intenzity záření  $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu, t)$

Dále zavedeme *tok záření*  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \nu)$  tak, aby veličina  $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{S}$  vyjadřovala množství energie, protékající ploškou  $d\mathbf{S}$  za jednotku času v jednotkovém intervalu frekvencí. V případě sféricky symetrického prostředí je nenulová pouze radiální složka vektoru toku záření,

$$F(r, \nu) \equiv F_r(r, \nu) = 2\pi \int_{-1}^1 I(r, \mu, \nu) \mu d\mu. \quad (4)$$

Vidíme, že tok záření je prvním momentem intenzity záření. Při výpočtech je též důležitý integrál vektoru toku záření přes frekvence,

$$F(r) \equiv \int_0^\infty F(r, \nu) d\nu. \quad (5)$$

Podíl  $F/c^2$  je hustota hybnosti, svázaná s polem záření.

## 1.2 Opacita a emisivita v atmosférách horkých hvězd

Během průchodu fotonů hvězdnou atmosférou dochází k jejich pohlcování a opětovnému vyzařování, případně k jejich rozptylu. Tyto procesy se jako celek označují jako přenos záření. Je rozumné procesy vedoucí k pohlcování záření a procesy vedoucí k emisi záření popisovat odděleně. Proto se zavádí *extinkční koeficient*<sup>1</sup>  $\chi(r, \mu, \nu)$  a *emisní koeficient*  $\eta(r, \mu, \nu)$ . Budeme sledovat elementární objem, omezený plochou  $dS$  a tloušťkou  $ds$ . Část energie  $\delta\mathcal{E}$  pohlcené tímto elementem za čas  $dt$  ze záření o intenzitě  $I(r, \mu, \nu)$  v intervalu frekvencí  $d\nu$ , dopadajícího ve směru normály k  $dS$  v elementu tělesného úhlu  $d\omega$  je rovna

$$\delta\mathcal{E} = \chi(r, \mu, \nu) I(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt. \quad (6)$$

Dále tento element vyzařuje energii  $\delta\mathcal{E}$  v intervalu frekvencí  $d\nu$  do tělesného úhlu  $d\omega$  ve směru  $\mathbf{n}$  za čas  $dt$ , pro kterou platí:

$$\delta\mathcal{E} = \eta(r, \mu, \nu) dS ds d\omega d\nu dt. \quad (7)$$

Při popisu pohlcování záření látkou se obvykle rozděluje extinkční koeficient na dva členy. Zavádí se absorpční koeficient  $\chi^a(r, \mu, \nu)$  pro „pravou absorpci“, při které dochází k pohlcování jednotlivých fotonů a na koeficient  $\chi^r(r, \mu, \nu)$  popisující rozptyl. Přitom platí vztah

$$\chi(r, \mu, \nu) = \chi^a(r, \mu, \nu) + \chi^r(r, \mu, \nu). \quad (8)$$

V případě nepohyblivé atmosféry je často koeficient  $\chi^a(r, \mu, \nu)$  izotropní. Naopak v pohybujícím se prostředí absorpční koeficient díky Dopplerovu jevu závisí na velikosti projekce vektoru rychlosti látky ve směru pozorovatele, ztrácí tedy svoji izotropii. Podobně emisní koeficient způsobený tepelným zářením je v nepohyblivých prostředích izotropní. Příspěvek zapříčiněný rozptylem však není izotropní ani ve statickém prostředí. Pro jednoduchost však v dalším textu prostorovou závislost koeficientů absorpce a emise zanedbáme.

Pokud v dané atmosféře je celkem  $N$  procesů, v důsledku kterých je atmosféra schopna absorbovat a rozptylovat záření, pak je celkový absorpční koeficient dán součtem příspěvků  $\chi_i(r, \mu, \nu)$  jednotlivých procesů

$$\chi(r, \mu, \nu) = \sum_{i=1}^N \chi_i(r, \mu, \nu) = \sum_{i=1}^N \sigma_i(r, \mu, \nu) n_i(r), \quad (9)$$

<sup>1</sup>Označováný také jako absorpční koeficient.

kde  $n_i(r)$  je koncentrace částic schopných absorbovat záření v důsledku  $i$ -tého procesu a  $\sigma_i$  je účinný průřez tohoto procesu. Pokud je například extinkční koeficient dán pouze rozptylem záření na volných elektronech, pak

$$\chi(r, \mu, \nu) = \sigma_{\text{Th}} n_e, \quad (10)$$

kde  $n_e$  je koncentrace volných elektronů a  $\sigma_{\text{Th}}$  je účinný průřez Thomsonova rozptylu. Ex-  
tinkční koeficient v důsledku absorpce záření v čáře vznikající při zářivé excitaci z hladiny  $i$  na hladinu  $j$  je dán vztahem

$$\chi(r, \mu, \nu) = \alpha_{ij} g_i \left( \frac{n_i}{g_i} - \frac{n_j}{g_j} \right) \phi(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} g_i f_{ij} \left( \frac{n_i}{g_i} - \frac{n_j}{g_j} \right) \phi(\nu), \quad (11)$$

kde  $f_{ij}$  je tzv. síla oscilátoru dané čáry,  $n_i, n_j$  jsou koncentrace atomů v jednotlivých hladinách a  $g_i, g_j$  jsou jejich statistické váhy. Funkce  $\phi(\nu)$  udává profil spektrální čáry.

Jednotlivé zdroje opacity v atmosférách hvězd je možné rozdělit na *vázaně-vázané* (přechody mezi energiovými hladinami daného iontu), *vázaně-volné* (přechody vedoucí k ionizaci), *volně-volné* (interakce mezi ionty a volnými elektrony, při kterých dochází k absorpci či emisi fotonu) a rozptyl záření. Vázaně-vázané přechody vedou ke vzniku spektrálních čar, vázaně-volné, volně-volné přechody a rozptyl tvoří spojitě spektrum (kontinuum).

Mezi nejdůležitější zdroje čarového spektra horkých hvězd ve viditelné oblasti patří především procesy spojené s vodíkem a heliem a těžšími prvky v oblasti ultrafialové. Pro vytváření spojitěho spektra horkých hvězd jsou rozhodující rovněž vázaně-volné a volně-volné přechody vodíku a helia. U zvláště horkých hvězd je významný i rozptyl záření na volných elektronech.

### 1.3 Rovnice přenosu záření a její řešení

*Rovnice přenosu záření* je analogií Boltzmannovy rovnice pro případ fotonového plynu. V ne-relativistickém případě nabývá pro sféricky symetrickou stacionární atmosféru tato rovnice tvar (v inerciální vztažné soustavě)

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} I(r, \mu, \nu) + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} I(r, \mu, \nu) = \eta(r, \nu) - \chi(r, \nu) I(r, \mu, \nu). \quad (12)$$

Označíme-li *zdrojovou funkci (vydatnost)*  $S(r, \nu)$  jako podíl koeficientu emise a absorpce

$$S(r, \nu) = \frac{\eta(r, \nu)}{\chi(r, \nu)}, \quad (13)$$

pak je možné rovnici přenosu záření přepsat též jako

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} I(r, \mu, \nu) + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} I(r, \mu, \nu) = -\chi(r, \nu) [I(r, \mu, \nu) - S(r, \nu)]. \quad (14)$$

Pro případ planparalelní stacionární atmosféry má rovnice přenosu záření tvar

$$\mu \frac{\partial}{\partial z} I(z, \mu, \nu) = \eta(z, \nu) - \chi(z, \nu) I(z, \mu, \nu). \quad (15)$$

Zavedeme-li *optickou hloubku*  $\tau$  jako celkovou absorpci záření látkou podél normály, pak za předpokladu izotropnosti absorpčního koeficientu

$$d\tau(z,\nu) = -\chi(z,\nu)dz, \quad \tau(z,\nu) = \int_z^{z_{\max}} \chi(z',\nu)dz', \quad (16)$$

kde  $z_{\max}$  značí povrch atmosféry, na kterém je optická hloubka rovna nule. Záporné znaménko ve vzorci (16) vyjadřuje, že optická hloubka s rostoucí výškou v atmosféře klesá. S použitím této optické hloubky a definice vydatnosti (13) je možné přepsat rovnici přenosu záření (15) jako

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - S_\nu. \quad (17)$$

Připomeňme, že indexy  $\nu$ , případě  $\lambda$  označují veličiny vztažené k jednotce frekvence ( $\nu$ ) nebo vlnové délky ( $\lambda$ ).

*Zářivá síla* (na jednotku objemu) je způsobena předáváním hybnosti fotonů látce hvězdné atmosféry při procesech absorpce a rozptylu, a je dána integrálem

$$f_{\text{zář}} = \frac{1}{c} \int_0^\infty \chi(r,\nu)F(r,\nu)d\nu. \quad (18)$$

#### **Příklad: Záření v neabsorbujícím prostředí za předpokladu sférické symetrie**

Budeme studovat přenos záření v neabsorbujícím a nevyzařujícím prostředí (v oblasti nad atmosférou hvězdy) za předpokladu sférické symetrie. Nejprve si všimněme, že z rovnice přenosu záření (12) plyne, že intenzita záření je na daném paprsku konstantní a nezávisí tedy na vzdálenosti od hvězdy,

$$\frac{\partial}{\partial r} I(r,\mu,\nu) = 0 \quad \text{pro } \mu = \text{konst.} \quad (19)$$

Pokud sledujeme záření hvězdy o poloměru  $R_*$  procházející průhledným prostředím, pak při výpočtu střední intenzity (2) není nutné integrovat přes všechny úhly  $\mu$  ale pouze od úhlu  $\mu_c$ , pod kterým vidíme poloměr hvězdy

$$\mu_c = \sqrt{1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2}. \quad (20)$$

Vzorec (2) je tedy možné přepsat jako

$$J(r,\nu) = \frac{1}{2} \int_{\mu_c}^1 I(r,\mu,\nu) d\mu. \quad (21)$$

Ve zjednodušeném případě kdy specifická intenzita  $I(r,\mu,\nu)$  nezávisí na úhlu  $\mu$ , je možné s užitím nezávislosti intenzity záření na vzdálenosti od hvězdy předchozí vzorec přepsat jako

$$J(r,\nu) = WI(R_*,\nu), \quad (22)$$

kde koeficient zředění  $W$  popisuje oslabení záření vlivem vzdálenosti od zdroje

$$W = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[ 1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (23)$$

Obdobně lze v našem případě zjednodušit vzorec (4) pro tok záření jako

$$F(r,\nu) = 2\pi \int_{\mu_c}^1 I(r,\mu,\nu)\mu d\mu = \pi \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 I(R_*,\nu). \quad (24)$$

Vidíme, že součin  $r^2 F(r, \nu)$  zůstává konstantní. Protože tok záření udává množství energie prošlé jednotkovou plochou, proto předchozí vzorec znamená, že celková zářivá energie se zachovává. To platí v atmosférách horkých hvězd, kde jediným důležitým mechanismem přenosu energie je přenos energie zářením. O takovýchto atmosférách říkáme, že se nacházejí v *zářivé rovnováze*. Protože součin  $r^2 F(r, \nu)$  nezávisí na poloměru, je výhodné zavést *zářivý výkon hvězdy* pomocí toku záření (5) jako celkové množství energie vyzářené hvězdou

$$L \equiv 4\pi r^2 F(r). \quad (25)$$

S pomocí zářivého výkonu hvězdy je možné zavést *efektivní teplotu* hvězdy  $T_{\text{ef}}$  jako

$$T_{\text{ef}}^4 = \frac{L}{4\pi\sigma_{\text{R}}R_*^2}, \quad (26)$$

kde  $\sigma_{\text{R}}$  je Stefanova–Bolzmanna konstanta,

$$\sigma_{\text{R}} = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,67051 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4} = 5,67051 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}. \quad (27)$$

### Příklad: Záření v termodynamické rovnováze

Hustota energie záření v termodynamické rovnováze je  $E_{\text{R}} = a_{\text{R}} T^4$ , kde  $a_{\text{R}} = 8\pi^5 k^4 / (15h^3 c^3)$ . Střední intenzita záření integrovaná přes frekvence je tedy podle (3)  $J = \int_0^\infty J(\nu) d\nu = c/(4\pi)a_{\text{R}} T^4$ . Vzhledem k tomu, že pole záření v termodynamické rovnováze je izotropní, je také integrální intenzita záření  $I = c/(4\pi)a_{\text{R}} T^4$ . Tok záření odcházející do poloprostoru  $F = 2\pi \int_0^1 I \mu d\mu = \pi I = \frac{c}{4} a_{\text{R}} T^4 = \sigma_{\text{R}} T^4$  odpovídá toku záření vystupujícímu z povrchu absolutně černého tělesa.

### Příklad: Záření ve velkých hloubkách

Popis přenosu záření ve velkých optických hloubkách je nepoměrně jednodušší než v oblastech, ze kterých záření uniká do mezihvězdného prostředí. Ve velkých optických hloubkách můžeme předpokládat, že intenzitu záření lze popsat funkcí odpovídající termodynamické rovnováze, Planckovou funkcí. Tyto vrstvy ale nejsou zcela ve stavu termodynamické rovnováhy: existuje zde tok záření od vrstev s vyšší teplotou k vrstvám s teplotou nižší. Tok záření tedy zřejmě souvisí s gradientem teploty a naším cílem bude tento vztah zjistit.

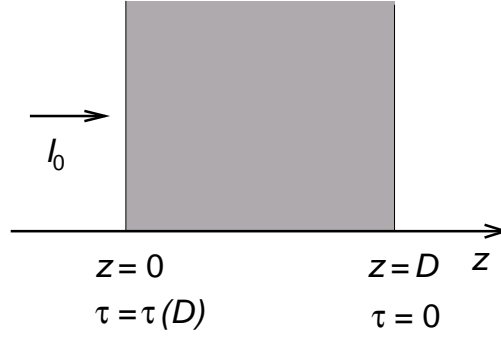
Vyjdeme z rovnice přenosu (17), kterou vynásobíme kosinem úhlu  $\mu$  a provedeme integraci přes všechny prostorové úhly a přes všechny frekvence,

$$\frac{dK}{d\tau} = \frac{1}{4\pi} F. \quad (28)$$

V prvním členu se objevuje druhý moment intenzity záření,  $K = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \mu^2 I(r, \mu, \nu) d\mu d\nu$ ,  $\tau$  je střední optická hloubka, integrální tok záření je definován vztahy (4) a (5) a člen obsahující zdrojovou funkci při integraci přes úhly vypadává z důvodu izotropie. Ve velkých optických hloubkách je pole záření téměř izotropní, intenzita záření proto jen velmi slabě závisí na úhlu. Intenzitu záření tedy můžeme aproximovat prvními dvěma členy Taylorova rozvoje v úhlech,  $I(\mu) = I_0 + I_1 \mu$ , přičemž oba koeficienty rozvoje jsou funkcí polohy. Za těchto předpokladů je druhý moment intenzity záření  $K = \frac{1}{3} I_0 = \frac{1}{3} J = \frac{1}{3\pi} \sigma_{\text{R}} T^4$ , kde jsme využili vztahy z předchozího příkladu. Provedením derivace získáme po transformaci (16) rovnici zářivé rovnováhy

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{16\sigma_{\text{R}}} \frac{\chi}{T^3} F \equiv -\frac{1}{\chi_{\text{r}}} F. \quad (29)$$

Tato rovnice je velmi důležitá zejména pro studium hvězdné stavby. Určuje, jaký gradient teploty se musí ve hvězdě ustavit, aby prostředí bylo schopno přenést daný tok záření.



Obrázek 2: Homogenní planparalelní vrstva

### Příklad: Homogenní planparalelní vrstva

Pro případ homogenní planparalelní vrstvy (obr. 2), ve které zdrojová funkce nezávisí na výšce  $z$ , je možné rovnici přenosu záření (17) jednoduše integrovat. Budeme předpokládat, že na vrstvu v bodě  $z = 0$  dopadá záření o intenzitě  $I_\nu(0)$ , geometrická hloubka vrstvy je  $D$  a optická hloubka vrstvy je  $\tau(D) \equiv \tau_D$ . Za těchto předpokladů je intenzita záření vystupujícího z vrstvy rovna

$$I_\nu(D) = I_\nu(0)e^{-\tau_D} + S_\nu(1 - e^{-\tau_D}). \quad (30)$$

Vrstva, která je *opticky tlustá*, má velkou optickou hloubku,  $\tau_D > 1$ , intenzita vystupujícího záření z takovéto vrstvy je dána funkcí zdroje této vrstvy,

$$I_\nu(D) \approx S_\nu. \quad (31)$$

Naopak vrstva s malou optickou hloubkou,  $\tau_D < 1$ , se nazývá *opticky tenká* a pro intenzitu vystupující z vrstvy platí

$$I_\nu(D) \approx I_\nu(0) + [S_\nu - I_\nu(0)]\tau_D. \quad (32)$$

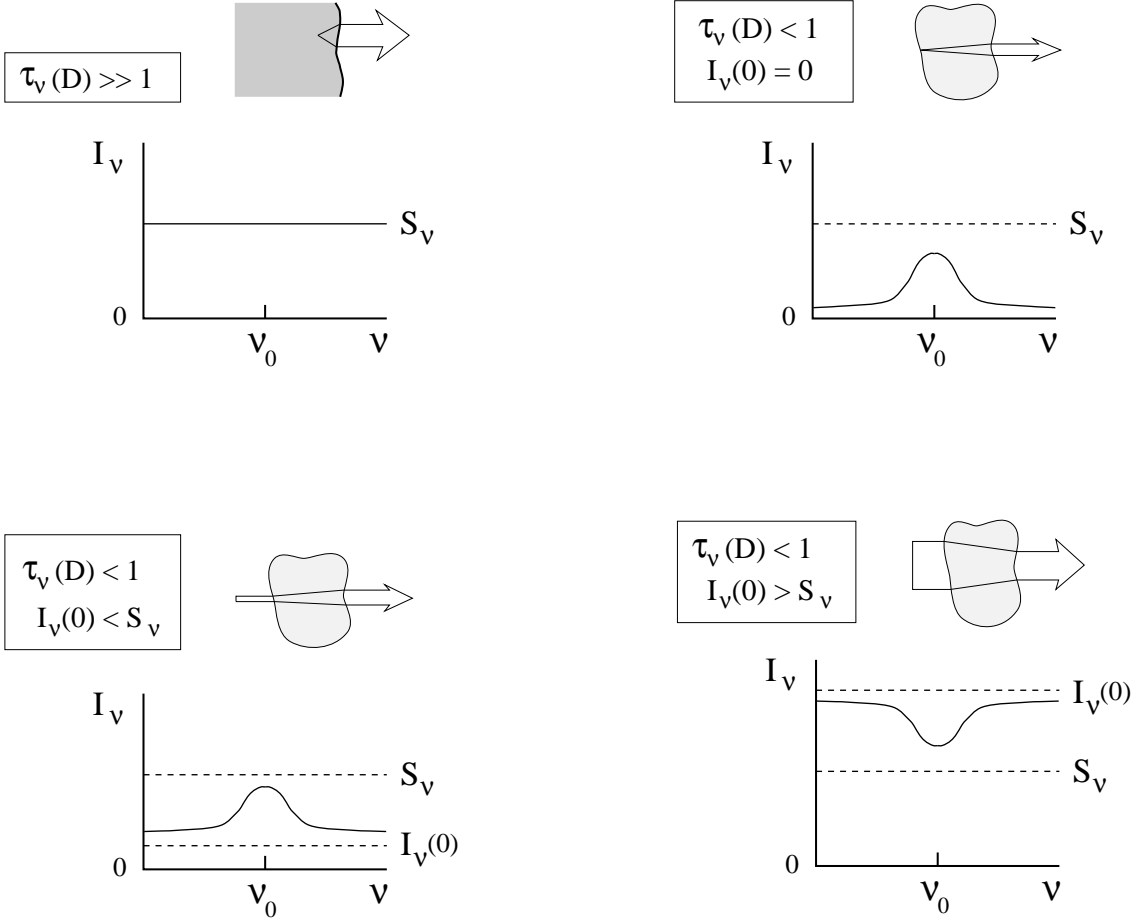
Různé typy řešení rovnice přenosu záření (30) jsou uvedeny na obr.3.

## 1.4 Termodynamika látky hvězdné atmosféry

Interakce elektromagnetického záření je v teorii hvězdných atmosfér popisována extinkčním a emisním koeficientem. Tyto koeficienty jsou složitě závislé na poloze ve hvězdné atmosféře, na frekvenci záření a jsou určeny obsazením energiových hladin a stupněm ionizace atomů a iontů. Proto pro popis atmosfér hvězd musíme znát termodynamický stav jejich látky.

Látka v atmosférách horkých hvězd je většinou silně ionizována. Při výpočtu termodynamického stavu atmosféry tedy většinou můžeme zanedbat vliv molekul a prachu a stačí uvažovat pouze procesy ionizace, excitace a opačné procesy.

Pro popis ionizační a excitační rovnováhy ve hvězdných atmosférách se nejčastěji používají dva odlišné přístupy. Při popisu atmosfér hvězd nemůžeme z principu předpokládat, že se tyto atmosféry nacházejí ve stavu termodynamické rovnováhy, protože pak by ve hvězdné atmosféře nesměl existovat nenulový tok záření. Pro mnohé hvězdy je však vhodný předpoklad tzv. *lokální termodynamické rovnováhy (LTE)*, v rámci které předpokládáme, že obsazení hladin a jednotlivých ionizačních stupňů je dáno stejnými vztahy jako v případě termodynamické rovnováhy (pro plazma s danou hustotou a chemickým složením tedy závisí pouze na lokální hodnotě teploty  $T$ ). V případě LTE však již nepředpokládáme, že i záření je v tepelné rovnováze a proto teoretické spektrum atmosféry v LTE již neodpovídá Planckově funkci.



Obrázek 3: Vystupující záření z homogenní planparalelní vrstvy pro různé hodnoty optické hloubky a zdrojové funkce vrstvy spočtené podle v zorce (30). *Vlevo nahoře:* V případě opticky tlusté homogenní vrstvy žádné spektrální čáry nepozorujeme. Tento případ v astrofyzice běžně nenastává, protože opticky tlustou látku v astrofyzice ve většině případů nelze považovat za homogenní. *Vpravo nahoře:* Pokud na opticky tenkou vrstvu nedopadá žádné záření v daném intervalu frekvencí, pak pozorujeme ve spektru emisní čáry. Tento obrázek dobře ilustruje například vznik emisních čar planetárních mlhovin. *Vlevo dole:* Pokud na opticky tenkou vrstvu dopadá záření s intenzitou menší než je zdrojová funkce vrstvy, pak opět pozorujeme emisní čáru. Tento obrázek ilustruje vznik emisních čar ve hvězdném větru. *Vpravo dole:* Pokud na opticky tenkou vrstvu dopadá záření s intenzitou větší než je zdrojová funkce vrstvy, pak pozorujeme absorpční čáru. Obrázek ilustruje vznik absorpčních čar ve hvězdných atmosférách.



Předpoklad LTE je obvykle splněn v případě, kdy obsazení hladin a ionizace jsou určeny především srážkami atomů a iontů s elektrony.

Ionizační rovnováha v případě LTE je určena tzv. *Sahovou rovnicí*. V takovémto případě pro podíl koncentrací iontů ionizačních stupňů  $j$  a  $j + 1$  platí vztah

$$\frac{N_j}{N_{j+1}} = n_e \frac{U_j(T)}{U_{j+1}(T)} \frac{1}{2} \left( \frac{h^2}{2\pi m_e kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi_{I,j}}{kT}\right), \quad (33)$$

kde  $n_e$  je koncentrace volných elektronů,  $U_j(T)$  a  $U_{j+1}(T)$  jsou partiční funkce jednotlivých ionizačních stupňů,  $m_e$  je hmotnost elektronu a  $\chi_{I,j}$  je ionizační potenciál. Excitační rovnováha v případě LTE je dána Boltzmannovým rozdělením

$$\frac{n_{ij}}{N_j} = \frac{g_{ij}}{U_j(T)} \exp\left(-\frac{\chi_{ij}}{kT}\right), \quad (34)$$

kde  $n_{ij}$  je obsazení  $i$  hladiny iontu  $j$ ,  $g_{ij}$  je statistická váha dané hladiny a  $\chi_{ij}$  je její excitační potenciál. V případě LTE navíc platí, že poměr koeficientu emise a absorpce je roven Planckově funkci  $B_\nu$ ,

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (35)$$

Pro mnohé hvězdy však ani předpoklad LTE nestačí. Pokud je ionizační nebo excitační rovnováha určena spíše zářivými procesy než procesy srážkovými (nepružnými srážkami mezi atomy, ionty a elektrony) a pole záření je nerovnovážené, pak je nutné použít předpoklad tzv. *kinetické (statistické) rovnováhy*, často nepříliš vhodně označované jako NLTE (non-LTE). To se týká nejčastěji právě horkých hvězd, jejichž intenzivní pole záření podstatně ovlivňuje procesy ionizace a excitace. Excitační a ionizační rovnováha pak nezávisí pouze na teplotě a hustotě plazmatu, ale také na střední intenzitě záření. Rovnováha tedy závislá pouze na lokálních vlastnostech látky. Při zápisu rovnic kinetické rovnováhy je nutné pro každou studovanou hladinu započítat četnosti všech procesů, které ovlivňují obsazení dané hladiny,

$$\sum_{j \neq i} n_j P_{ji} - n_i \sum_{j \neq i} P_{ij} = 0, \quad (36)$$

kde  $P_{ji}$  je četnost<sup>2</sup> přechodu z hladiny  $j$  do hladiny  $i$ . Celková četnost přechodu mezi hladinami  $i$  a  $j$  je součtem četnosti zářivých a srážkových procesů,  $P_{ij} = R_{ij} + C_{ij}$ . Četnost zářivé excitace je dána vztahem

$$R_{ij} = 4\pi \frac{\alpha_{ij}}{h\nu_{ij}} \int_0^\infty \phi_{ij}(\nu) J_\nu d\nu, \quad (37)$$

četnost zářivé deexcitace je

$$R_{ji} = 4\pi \frac{g_i}{g_j} \frac{\alpha_{ij}}{h\nu_{ij}} \left( \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} + \int_0^\infty \phi_{ij}(\nu) J_\nu d\nu \right). \quad (38)$$

První člen ve vztahu odpovídá spontánní deexcitaci, druhý vynucenému přechodu. Podobně četnost ionizačních procesů je dána vztahem

$$R_{ij} = 4\pi \int_{\nu_i}^\infty \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} J_\nu d\nu, \quad (39)$$

---

<sup>2</sup>Často označovaná jako rejt.

kde  $\alpha_i(\nu)$  je účinný průřez ionizace a četnost procesů zářivé rekombinace je

$$R_{ji} = 4\pi \left(\frac{n_i}{n_j}\right)^* \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} \left[ \frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu. \quad (40)$$

Ve vztahu označuje hvězdička příslušný poměr spočtený za předpokladu LTE. Dále je nutné započítat srážkovou excitaci a deexcitaci (v případě horkých hvězd především vliv srážek s volnými elektrony) a samozřejmě odpovídající přechody pro ionizaci a rekombinaci. Četnost příslušných procesů je

$$C_{ij} = n_e \Omega_{ij}(T), \quad (41)$$

$$C_{ji} = n_e \Omega_{ji}(T) = n_e \left(\frac{n_i}{n_j}\right)^* \Omega_{ij}(T), \quad (42)$$

kde  $\Omega_{ij}(T)$  je integrální srážkový účinný průřez. Příslušné atomární koeficienty vystupující v těchto vztazích je nutné získat v tabulkách atomárních dat.

Je možné přímočaře ukázat, že pokud jsou obsazení jednotlivých hladin určována především srážkovými procesy, potom rovnice kinetické rovnováhy vedou k týmž výsledkům jako rovnice popisující LTE (za předpokladu, že rozdělení rychlostí volných elektronů je dáno Maxwellovým rozdělením). Podobně pokud je střední intenzita záření dána Planckovým rozdělením je obsazení hladin stejné jako v případě LTE. Odchytky od LTE se proto objevují v případě, kdy má prostředí nízkou hustotu a pole záření neodpovídá termodynamické rovnováze. Takovým prostředím jsou typicky vnější části atmosfér hvězd nebo okolohvězdné prostředí. V těchto případech je proto nutné získat obsazení hladin řešením soustavy lineárních algebraických rovnic (36).

## 1.5 Modely atmosfér horkých hvězd

Rovnicí přenosu záření spolu s rovnicemi popisujícími obsazení hladin, rovnicí hydrostatické rovnováhy a rovnicí popisující tok energie prostřednictvím záření či konvekce (konvekce se však v povrchových vrstvách horkých hvězd naštěstí příliš neuplatňuje) je možné využít pro výpočet *modelů hvězdných atmosfér*. Modelem atmosféry se rozumí průběh různých fyzikálních veličin a parametrů (hustoty látky a elektronů, elektronové teploty, obsazení energetických hladin a další) v atmosféře hvězdy. Parametry pro výpočet modelů hvězdných atmosfér jsou efektivní teplota, velikost gravitačního zrychlení na povrchu hvězdy, chemické složení atmosféry a případně poloměr hvězdy v případě sféricky symetrických modelů atmosfér.

Modely hvězdných atmosfér dělíme na dva druhy. Pokud pro výpočet obsazení používáme předpoklad LTE, pak se tyto modely nazývají LTE modely hvězdných atmosfér, pokud však používáme obecnější rovnice kinetické rovnováhy pak získáváme tzv. NLTE modely. Pro horké hvězdy především spektrálních tříd OB se často používají NLTE planparalelní modely TLUSTY (Hubený). V případě chladnějších horkých hvězd se často můžeme setkat s LTE modely ATLAS9 (Kurucz).

Kromě zahrnutí přechodů vytvářejících kontinuum je pro výpočet věrohodných modelů atmosfér klíčové započtení absorpce v čarách těžších prvků (především železa). V důsledku čarové absorpce dochází k zachycení části záření procházejícího atmosférou hvězdy a k jeho zpětnému vyzáření do hlubších vrstev atmosféry. V hlubších vrstvách je toto záření opět absorbováno, přičemž vázaně-volná a volně-volná absorpce vede k ohřevu hlubších vrstev

atmosféry. Tento mechanismus se nazývá *pokryvkový jev*. Protože celkové množství energie procházející atmosférou se zachovává, je více energie vyzářeno ve spektrálních oblastech, ve kterých nejsou spektrální čáry. Důsledkem pokrývkového jevu je tedy také přerozdělení energie ve spektru.

Na základě spočteného modelu atmosféry je možné spočítat podrobné teoretické (syntetické) spektrum hvězdy. Syntetická spektra je pak možné porovnat s pozorovanými. Lze je případně využít pro určování parametrů hvězdných atmosfér (efektivní teploty hvězdy, gravitačního zrychlení na povrchu, chemického složení).

## Doporučená literatura

Castor, J. I.: Radiation Hydrodynamics, 2007, Cambridge University Press

Landi Degl'Innocenti, M., Landolfi, M.: Polarization in Spectral Lines, 2004, Springer

Hubeny, I., Mihalas, D.: Theory of Stellar Atmospheres, 2014, Princeton University Press

Hubeny, I., Mihalas, D., Werner, K.: Stellar Atmosphere Modelling, 2003, ASP Conf. Ser.

Rutten, R. J.: Radiative Transfer in Stellar Atmospheres, 2003,

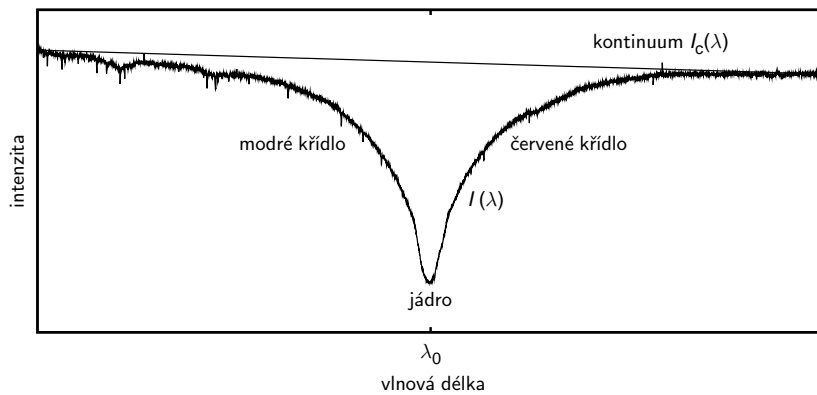
[http://www.staff.science.uu.nl/~rutte101/Radiative\\_Transfer.html](http://www.staff.science.uu.nl/~rutte101/Radiative_Transfer.html)

Rybicki, G. B., Lightman, A. P.: Radiative Processes in Astrophysics, 1985, Wiley

## 2 Spektroskopická diagnostika horkých hvězd

### 2.1 Spektrum horkých hvězd

*Hvězdné spektrum* je zobrazení záření hvězdy jako funkce vlnové délky. Veličina, kterou při kreslení spektra obvykle zobrazujeme, je intenzita záření  $\mathcal{I}(\lambda)$  (ta je však odlišná od specifické intenzity  $I_\nu$ ), přímo úměrná zářivému toku  $F_\lambda$ . Z praktických důvodů se odlišují dvě složky spektra, *spojité spektrum* a *čarové spektrum*. Spojité spektrum (kontinuum) se obvykle mění relativně pomalu s vlnovou délkou, pro jeho vznik jsou důležité vázaně–volné a volně–volné přechody a rozptyl záření na volných elektronech, tedy procesy, které nejsou na vlnové délce příliš závislé. Naopak čarové spektrum vznikající jako důsledek vázaně–vázaných přechodů (viz. obr. 4) se podstatně více mění s vlnovou délkou.



Obrázek 4: Spojité spektrum a spektrální čára

V mnohých případech se spektrum z praktických důvodů nezakresluje jako závislost intenzity záření (či zářivého toku) na vlnové délce, ale jako intenzita záření podělená pomyslnou intenzitou záření v kontinuu, tedy  $\mathcal{I}(\lambda)/\mathcal{I}_c(\lambda)$ .

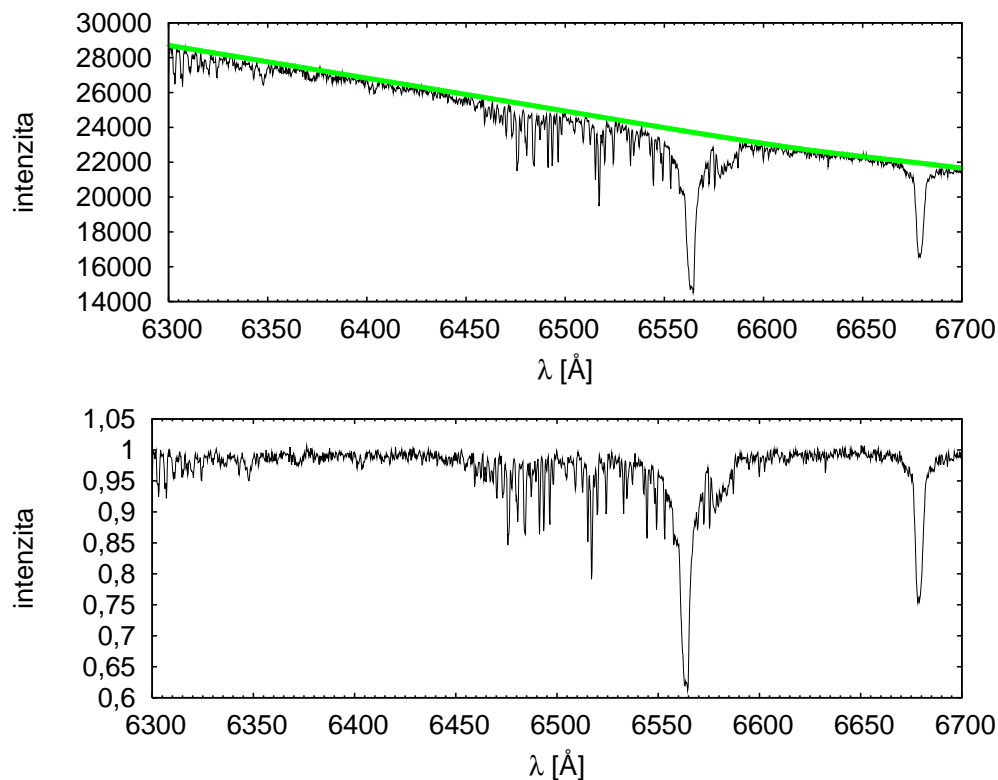
Pro popis šířky čáry se používá velikost šířky čáry v místě poloviční centrální hloubky čáry. Pro vyjádření síly čáry se používá *ekvivalentní šířka* čáry definovaná jako

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{I}_c(\lambda) - \mathcal{I}(\lambda)}{\mathcal{I}_c(\lambda)} d\lambda \approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{I}_c(\lambda_0) - \mathcal{I}(\lambda)}{\mathcal{I}_c(\lambda_0)} d\lambda, \quad (43)$$

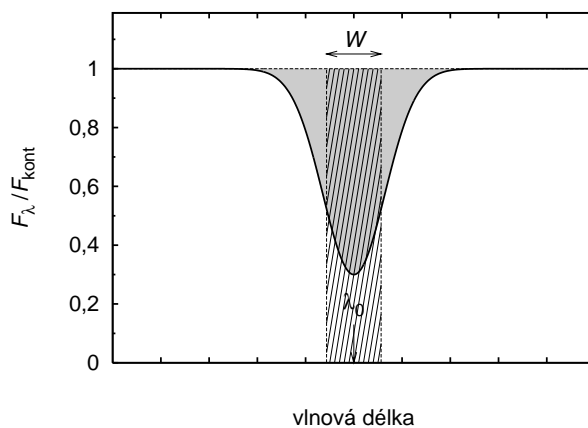
kde  $\mathcal{I}_c(\lambda)$  je intenzita v kontinuu a  $\lambda_0$  je vlnová délka středu čáry. Název ekvivalentní šířka je odvozen od faktu, že  $W_\lambda$  značí šířku obdélníku výšky  $\mathcal{I}_c(\lambda)$ , který odpovídá stejnému množství energie jaké odebrala ze záření spektrální čára.

### 2.2 Typy profilů spektrálních čar

Jedním z nejrozšířenějších profilů spektrálních čar je *absorpční profil* (obr. 7). Typicky vzniká v atmosférách, ve kterých teplota (zdrojová funkce) klesají s rostoucí výškou v atmosféře (viz. obr. 3). Protože absorpční koeficient je největší v jádře čáry, proto v jádře čáry pozorujeme záření, které vzniká ve vyšších vrstvách atmosféry hvězdy než záření ve křídlech čar. V důsledku poklesu teploty s výškou klesá zdrojová funkce a tedy také klesá intenzita záření v dané čáře.

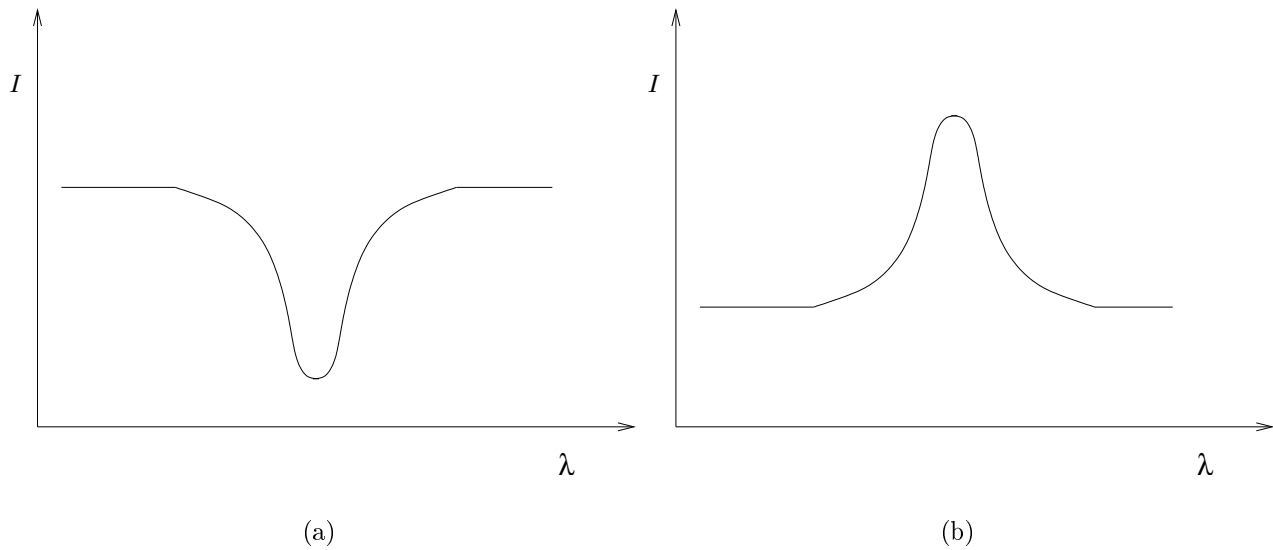


Obrázek 5: Pozorované a normované spektrum hvězdy HD 37776 získané 2m dalekohledem v Ondřejově (pozorovatel M. Netolický). Na obrázku jsou patrné též četné *telurické čáry*, vznikající v zemské atmosféře.

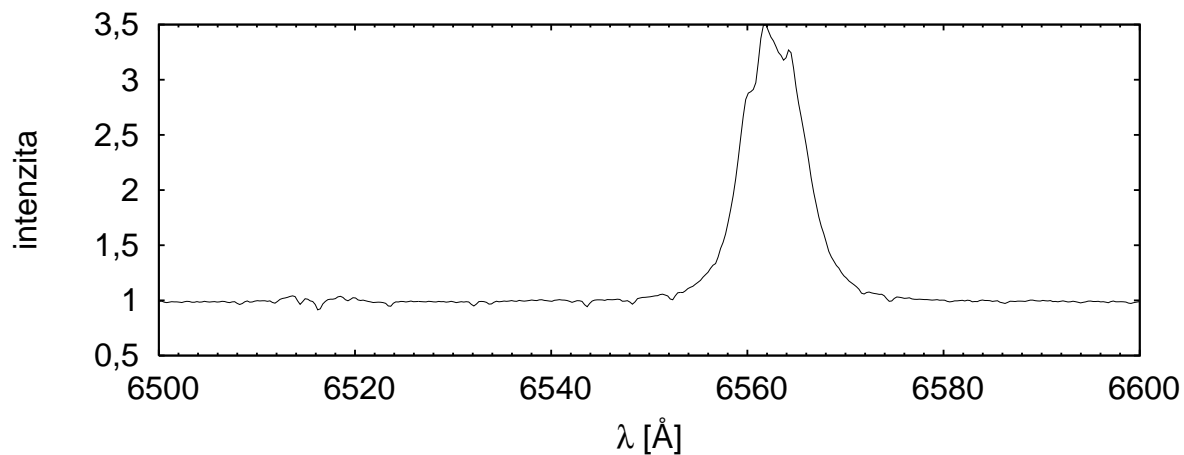


Obrázek 6: Ekvivalentní šířka čáry

Ve spektrech horkých hvězd se také často objevuje *emisní profil* spektrálních čar (obr. 7). Obecně vzniká v atmosférách, ve kterých zdrojová funkce roste s výškou (viz. obr. 3). To může značit přítomnost obálky v okolí hvězdy. Emisní profil však může vznikat také jako důsledek místního nárůstu teploty s výškou v atmosféře hvězdy. Připomeňme si, že také absorpční profil vzniká jako důsledek závislosti teploty na výšce, ale v atmosféře, ve které naopak teplota klesá



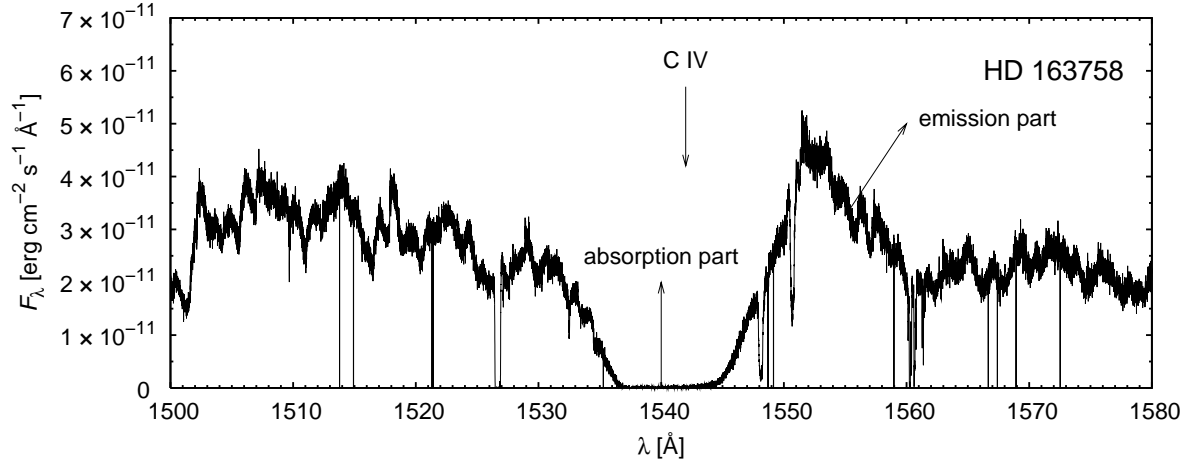
Obrázek 7: (a) Absorpční profil spektrální čáry. (b) Emisní profil spektrální čáry.



Obrázek 8: Profil spektrálních čar typu Be ( $\kappa$  Dra (B6IIIpe), 2m dalekohled v Ondřejově, Saad a kol. 2004)

s výškou.

Některé z hvězd spektrálního typu B mají tzv. profil spektrálních čar *typu Be*. Tento emisní profil vzniká v rotujícím disku v blízkosti hvězdy (viz. obr. 8). Skládá se z emisního profilu často doprovázeného centrální absorpcí. Poslední z význačných druhů profilů spektrálních čar, které jsou typické pro některé horké hvězdy, je profil spektrálních čar typu *P Cygni* (obr. 9). Tento spektrální profil se skládá z absorpční složky v modré oblasti čáry a z emisní složky v červené oblasti. Vzniká v rozsáhlé rozpínající se obálce, ve hvězdném větru. Vznik obou zmínovaných profilů si podrobněji vysvětlíme později.



Obrázek 9: Profil spektrálních čar typu P Cygni (hvězda HD 163758, pozorováno HST)

### 2.3 Rozšíření spektrálních čar

Profil čar, které pozorujeme ve hvězdném spektru, je zpravidla určen souhrou několika procesů. Obsahuje informace o fyzikálním stavu oblastí, kterými záření prochází a o obsahu daného prvku v atmosféře hvězdy. Existuje několik mechanismů, které jsou schopny zvětšit neostrot jednotlivých hladin atomu. To se pak projeví rozšířením spektrálních čar. Šířku čar také může ovlivnit pohyb částic vůči pozorovateli.

Atom v excitovaném stavu, který není ovlivňován žádnými vnějšími vlivy, zůstává konečně dlouhou dobu. Tato doba v důsledku Heisenbergova principu neurčitosti určuje *přirozenou šířku* spektrální čáry. Ta je obvykle velmi malá a v případě atmosfér horkých hvězd ji můžeme zanedbat. Přirozený profil spektrální čáry je dán Lorentzovým profilem

$$\phi(\nu) = \frac{\frac{\gamma}{4\pi^2}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}, \quad (44)$$

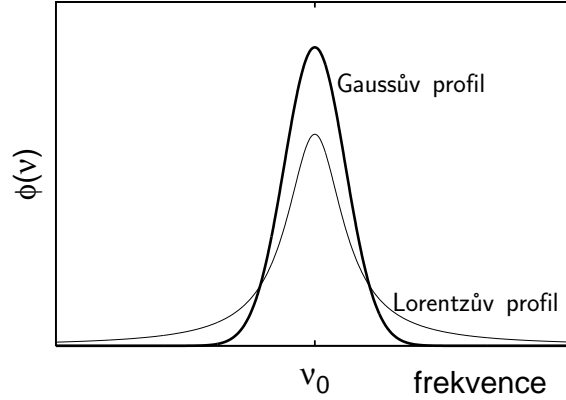
kde  $\nu_0$  je frekvence středu čáry a parametr  $\gamma$ , který udává šířku čáry, souvisí s četností přechodu z excitovaného stavu.

*Srážkové rozšíření* spektrálních čar vzniká díky přítomnosti dalších částic v okolí atomu, který vyzařuje. Okolní nabitě částice prostřednictvím Coulombovy interakce ovlivňují atom, který vyzařuje a v zásadě zkracují dobu po níž je atom v excitovaném stavu. Srážkové rozšíření spektrálních čar roste s rostoucí koncentrací částic a je tedy větší pro látku s vyšší hustotou (s vyšším tlakem). V prvním přiblížení je profil čáry rozšířený pouze v důsledku srážek dán Lorentzovým profilem

$$\phi(\nu) = \frac{\frac{\Gamma}{4\pi^2}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2}, \quad (45)$$

kde  $\Gamma$  je parametr, který udává šířku čáry.

*Dopplerovo rozšíření* spektrálních čar vzniká jako důsledek Dopplerova jevu při neuspořádaném tepelném pohybu částic. Je tedy důležité pro látku s nízkou hustotou a vysokou teplotou. Pokud je daná čára rozšířena především v důsledku Dopplerova rozšíření, pak je její



Obrázek 10: Porovnání rozšíření čáry určeného srážkovým rozšířením (dáno Lorentzovým profilem) a Dopplerovým rozšířením (dáno Gaussovým profilem)

profil dán Gaussovou funkcí

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right], \quad (46)$$

kde pološířka rozdělení souvisí s teplotou látky  $T$  vztahem

$$\Delta\nu_D = v_{\text{tep}} \frac{\nu_0}{c}, \quad v_{\text{tep}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (47)$$

kde  $m$  je hmotnost absorbujících částic (atomů, iontů).

Profil mnohých čar není určen pouze Dopplerovým, nebo srážkovým rozšířením. V takovém případě je profil čáry dán konvolucí Lorentzovy a Gaussovy funkce. Výsledkem je tzv. Voigtův profil čáry, popsáný Voigtovou funkcí

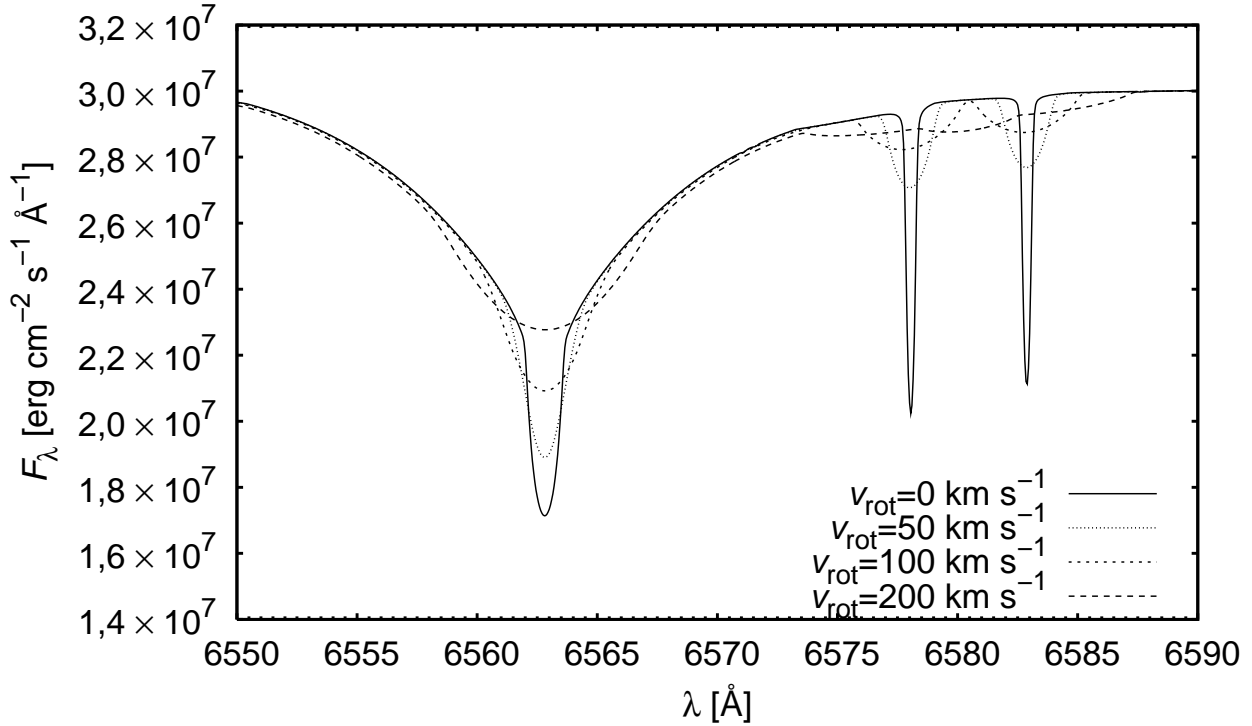
$$\phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \frac{\Gamma}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{(\nu' - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right]}{(\nu - \nu')^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2} d\nu'. \quad (48)$$

V limitních případech, kdy je srážkové nebo Dopplerovo rozšíření zanedbatelné, přechází tato funkce v Gaussovu nebo Lorentzovu funkci.

*Mikroturbulentní rozšíření* spektrálních čar je způsobeno neuspořádaným pohybem jednotlivých částí hvězdné atmosféry. V případě chladnějších hvězd je mikroturbulentní rozšíření důsledkem konvektivních pohybů v atmosférách, příčiny mikroturbulentního rozšíření čar horkých hvězd nejsou stále příliš jasné.

*Rotační rozšíření* spektrálních čar je důsledkem rotace hvězdy. Protože se k nám díky rotaci jedna část atmosféry hvězdy přibližuje a druhá vzdaluje, dochází v jejím důsledku k rozšíření spektrální čáry. Pro mnohé čáry horkých hvězd se jedná o dominantní druh rozšíření. Z jeho velikosti nejsme ale schopni určit přímo rotační rychlost hvězdy (na rovníku)  $v_{\text{rot}}$ , ale pouze její průmět  $v_{\text{rot}} \sin i$ , kde  $i$  je úhel sklonu mezi osou rotace a směrem k pozorovateli. Pokud osa rotace je kolmá na směr k pozorovateli, pak  $\sin i = 1$  a rotační rozšíření je největší. Pokud naopak osa rotace míří přímo k pozorovateli, pak  $\sin i = 0$  a my žádné rotační rozšíření nepozorujeme. Vliv rotace na profil spektrálních čar je znázorněn na obr. 11. V prvním přiblížení platí, že profil čáry ovlivněný rotací je dán konvolucí profilu čáry nerotujícího hvězdy a rotačního profilu, který závisí pouze na velikosti  $v_{\text{rot}} \sin i$ .



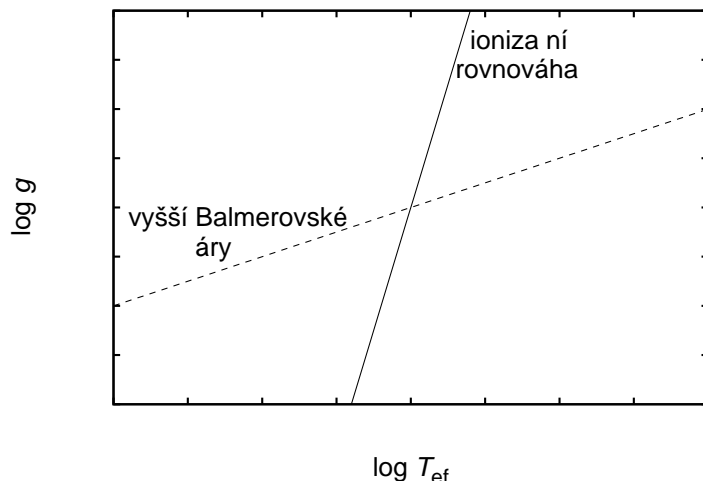


Obrázek 11: Vliv rotace na profil spektrálních čar. Nakresleno je předpovězené (syntetické) spektrum hvězdy hlavní posloupnosti s  $T_{\text{ef}} = 22\,000\text{ K}$ , získané programem SYNSPEC (Hubený 2000).

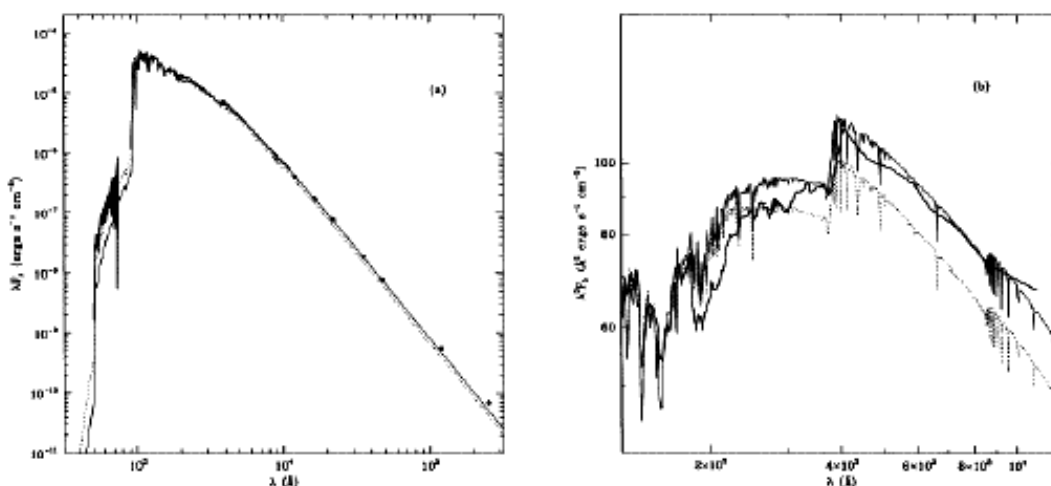
## 2.4 Určování hvězdných parametrů ze spekter

Porovnáním pozorovaného hvězdného spektra s jeho teoretickou předpovědí je možné odhadnout základní parametry atmosfér horkých hvězd, efektivní teplotu hvězdy  $T_{\text{ef}}$ , gravitační zrychlení na povrchu hvězdy  $g$  (obvykle se používá logaritmus jeho hodnoty v jednotkách CGS,  $\log g$ ) a chemické složení atmosféry hvězdy. Analýzou hvězdného spektra je také možné určit průmět rotační rychlosti  $v_{\text{rot}} \sin i$ , indukci magnetického pole, rozložení prvků na povrchu aj.

Efektivní teplota hvězdy  $T_{\text{ef}}$  a gravitační zrychlení na povrchu hvězdy  $\log g$  jsou u velmi horkých hvězd obvykle určovány společně fitováním dvou vybraných skupin spektrálních čar z nichž jedny jsou citlivé především na efektivní teplotu a druhé na gravitačním zrychlení (viz. obr. 12). Pokud bychom ve spektru pozorovali spektrální čáry jejichž rozšíření by bylo dáno pouze jedním druhem rozšíření (Dopplerovým nebo srážkovým), pak by bylo určování parametrů hvězdných atmosfér bylo jednoduché. Z čar, které jsou rozšířeny Dopplerovým rozšířením v důsledku neuspořádaného tepelného pohybu částic bychom určili teplotu atmosféry hvězdy, z čar rozšířených srážkovým rozšířením hustotu atmosféry a následně také povrchové gravitační zrychlení. Ve skutečnosti tomu tak ale nikdy není, profil spektrálních čar většinou závisí jak na teplotě, tak na hustotě a navíc se obě veličiny mění s výškou v atmosféře. Proto se pro určení efektivní teploty hvězdy  $T_{\text{ef}}$  a gravitačního zrychlení na povrchu  $\log g$  používá složitější postup. V rovině  $(T_{\text{ef}}, \log g)$  se zakreslují křivky, pro které teoretické profily čar různých ionizačních stupňů a Balmerových čar odpovídají profilům pozorovaným. Pro určování se používají obvykle vyšší Balmerovy čáry, protože ty jsou méně ovlivněny hvězdným větrem. Bod, ve kterém se jednotlivé křivky protínají, určuje hledané parametry hvězdy.



Obrázek 12: Schematické vysvětlení určování  $T_{\text{ef}}$  a  $\log g$  pomocí dvou sad čar, z nichž jedna závisí především na  $T_{\text{ef}}$  (ionizační rovnováha, pro horké hvězdy se typicky používá ionizační rovnováha mezi He I a He II, Si II, Si III a Si IV, Mg I a Mg II) a druhá na  $\log g$  (vyšší Balmerovy čáry).



Obrázek 13: Příklad určení efektivní teploty pomocí porovnání pozorovaného (vznačeného v grafu silnou čarou a body) toku a toku spočteného pro dvě různé hodnoty efektivní teploty (tenká čára a čárkovaná čára) pro hvězdu  $\beta$  CMa (Cassinelli a kol. 1996).

Jednou z dalších možností určení efektivní teploty hvězdy je přímé porovnání pozorovaného toku záření a toku záření spočteného na základě modelů atmosfér (např. obr. 13). Tímto způsobem je možné získat vysoce spolehlivou hodnotu efektivní teploty. Získání věrohodného pozorovaného toku záření však je velice obtížné, protože záření hvězdy bývá ovlivňováno mezihvězdnou extinkcí. Navíc přesná kalibrace přístrojů v různých oblastech elektromagnetického záření je vysoce náročná.

Chemické složení hvězdy je možné určit porovnáním pozorovaného a modelového spektra pro různé velikosti obsahu jednotlivých prvků v atmosféře hvězdy. Pro toto porovnání není nutné sledovat celý profil jednotlivých čar, který je poznamenán různými druhy rozšíření, ale je

možné s výhodou porovnávat ekvivalentní šířky jednotlivých čar. Důležitým údajem je obsah helia  $Y$ , který udává hmotnostní podíl atomů helia,  $Y = m_{\text{He}}N(\text{He}) / (m_{\text{H}}N(\text{H}) + m_{\text{He}}N(\text{He}))$ , kde  $m_{\text{He}}$  a  $m_{\text{H}}$  jsou hmotnosti atomů helia a vodíku. Celkový hmotnostní podíl ostatních prvků těžších než bor (často označovaných jako *kovy*) se označuje jako  $Z$ . Tuto hodnotu obvykle vzta-hujeme ke slunečnímu hmotnostnímu podílu prvků  $Z_{\odot}$ , často se tedy můžeme setkat s obsahem kovů udávaným jako podíl  $Z/Z_{\odot}$ . Při spektroskopické analýze však obvykle určujeme chemický obsah jednotlivých prvků – *abundanci*. V takovém případě pak bývá obsah prvku A vyjádřen pomocí slunečního chemického složení,  $[A/H] = \log(N(A)/N(H)) - \log(N(A)/N(H))_{\odot}$ . Pokud je veličina  $[A/H]$  kladná, pak abundance daného prvku ve hvězdné atmosféře je větší než abundance sluneční, pokud je naopak veličina  $[A/H]$  záporná, pak je abundance daného prvku ve hvězdné atmosféře menší než abundance sluneční. Abundance se také často vyjadřují v logaritmické škále vzhledem k vodíku,  $\log \epsilon(A) = \log(N(A)/N(H)) + 12$ . Všimněme si, že z definice platí  $\epsilon(\text{H}) = 12$ .

Jak jsme se již jsme zmiňovali, profil čáry ovlivněný rotací je v prvním přiblížení dán konvolucí profilu čáry nerotující hvězdy a rotačního profilu. Toho je možné využít pro určení hodnoty průmětu rotační rychlosti  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Je nutné si však uvědomit, že ve skutečnosti zejména pro vysoké rotační rychlosti je tento výpočet pouze přibližný, protože v důsledku rotace hvězda přestává být sféricky symetrickou a efektivní teplota atmosféry hvězdy na pólech je větší než efektivní teplota na rovníku.

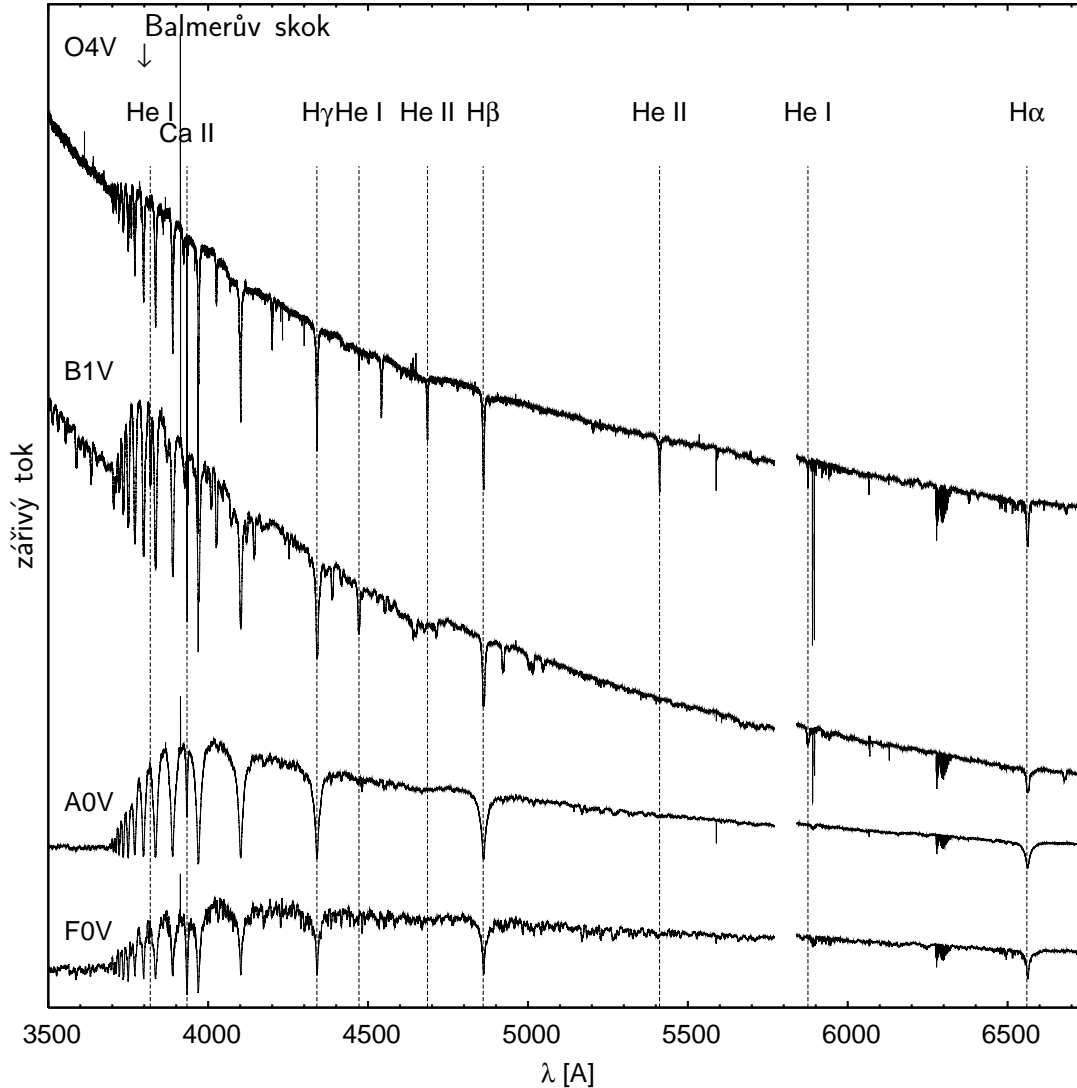
## 2.5 Spektrální klasifikace v optické oblasti

Hvězdy byly klasifikovány podle vzhledu svého spektra do jednotlivých *spektrálních tříd*. Hlavním parametrem, který určuje zařazení hvězdy do jednotlivých spektrálních tříd, je efektivní teplota hvězdy. Základní posloupnost spektrálních tříd určená klesající efektivní teplotou je řada O–B–A–F–G–K–M. Základní charakteristiky spekter jednotlivých spektrálních tříd horkých hvězd jsou uvedeny v tabulce 1. Ukázky spekter horkých hvězd, na kterých jsou patrné tyto spektrální charakteristiky jsou nakresleny na obr. 14.

Tabulka 1: Spektrální třídy horkých hvězd

Spektrální třída	Nejnápadnější charakteristiky spektra
O	horké hvězdy pouze s několika čarami, silné absorpční (někdy emisní) čáry He II
B	absorpční čáry He I, u pozdějších typů zesiluje H
A	velmi silné čáry H, u pozdějších typů slabší, narůstají čáry Ca II, čáry He nanejvýš velmi slabé
F	silnější Ca II, slabší H, objevují se čáry kovů (Fe I, Cr I)

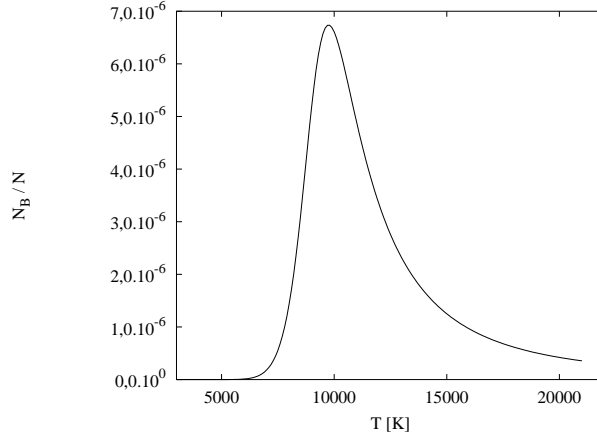
Jednotlivé spektrální třídy jsou dále rozděleny na podtřídy 0–9, známe tedy například hvězdy spektrální třídy B0, B1, atd. V některých případech se navíc používá i podrobnější dělení, např. O9.5, B0.5. Pro hvězdy třídy O se používá klasifikace do podtříd podle poměru ekvivalentních šířek čar ionizovaného a neutrálního helia (např. He II 4541 Å/He I 4471 Å). Pro klasifikaci hvězd spektrálního typu B se využívá podílu ekvivalentních šířek čar Si IV a Si III pro rané podtypy a čar Si III a Si II pro pozdější podtypy. Pro hvězdy typu A se pro dělení do podtřív využívá síly čar vodíku, vápníku (čára Ca II K) a čar dalších těžších prvků (Ca I 4226 Å, Fe I 4271 Å a dalších). Podobně je možné pro podrobnou klasifikaci



Obrázek 14: Spektra horkých hvězd jednotlivých spektrálních typů horkých hvězd hlavní posloupnosti získaná spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005). Je patrný nárůst ekvivalentní šířky jednotlivých spektrálních čar vodíku od nejranějších hvězd ke spektrálnímu typu A0, dále pak ekvivalentní šířka čar opět klesá. Patrné je také zesilování spektrálních čar kovů (Ca, Mg) u hvězd pozdějších spektrálních typů.

hvězd spektrálního typu F využít zejména čar vodíku, čáry vápníku Ca II K (pouze pro rané podtypy) a čar dalších těžších prvků (Fe I 4046 Å a 4383 Å, Ca I 4226 Å).

Nejdůležitějším parametrem, který určuje rozdělení hvězd do jednotlivých spektrálních tříd je efektivní teplota hvězdy. S klesající teplotou v atmosféře pro pozdější spektrální typy hvězdy klesá stupeň ionizace v atmosféře hvězdy. Pro hvězdy pozdějších spektrálních tříd (pro hvězdy chladnější) se objevují ionty s nižším stupněm ionizace. Současně také s klesající teplotou klesá obsazení vyšších excitovaných hladin. Jako příklad si uvedeme vysvětlení toho, proč pro hvězdy spektrální třídy A pozorujeme nejsilnější Balmerovy čáry vodíku. Intenzita Balmerových čar je určena obsazením druhé hladiny atomu vodíku. Vodík v atmosférách raných hvězd spektrálního typu O je převážně ionizovaný, tedy jeho spektrální čáry Balmerovy



Obrázek 15: Relativní obsazení druhé hladiny hladiny atomu vodíku  $N_B/N$  (kde  $N$  je celková koncentrace atomů H) za předpokladu platnosti Sahova a Boltzmannova rozdělení spočtené pro koncentraci elektronů  $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . S rostoucí teplotou roste podle Boltzmannova rozdělení obsazení první excitované hladiny až dosahuje svého maxima. Při dalším nárůstu teploty se podle Sahova rozdělení začíná vodík ionizovat.

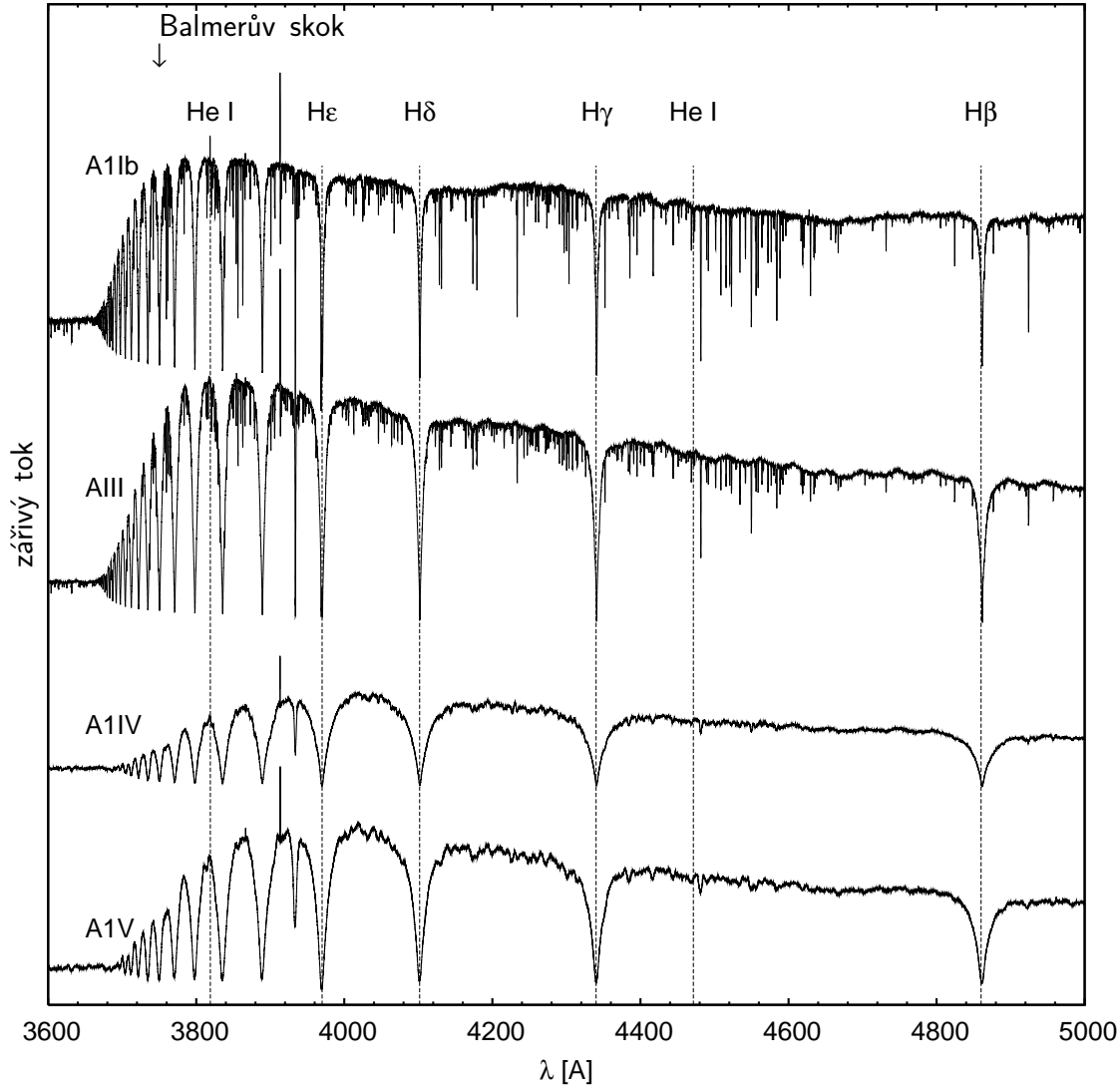
série jsou nevýrazné. Pro chladnější hvězdy roste zastoupení neutrálního vodíku a tedy i obsazení první excitované hladiny vodíku. Pro chladnější hvězdy (například spektrální třídy F) však již klesá obsazení první excitované hladiny ve prospěch hladiny základní. Výsledkem je, že obsazení první excitované hladiny vodíku je nejvyšší pro hvězdy blízké spektrálnímu typu A0, kde také pozorujeme nejsilnější čáry H I. Výpočet relativního obsazení první excitované hladiny atomu vodíku za předpokladu termodynamické rovnováhy je uveden na obr. 15.

K označení spektrální třídy se navíc přidává římská číslovka pro luminositní třídu. Jednotlivé luminositní třídy jsou uvedeny v tabulce 2. Obecně platí, že pro hvězdy téhož spektrálního typu nalézáme obvykle užší čáry u hvězd s vyšším zářivým výkonem, jak je patrné například z obrázku 16. Důvodem je to, že hvězdy s vyšším zářivým výkonem mají větší poloměry, menší povrchové gravitační zrychlení a tedy řidší atmosféry. Díky tomu je u hvězd s vyšším zářivým výkonem menší srážkové rozšíření čar. Prakticky se pro klasifikaci využívají např. poměry čar Si IV 4116 Å/He I 4121 Å nebo Si III 4552 Å/He I 4387 Å pro hvězdy tříd O a B, šířka čar vodíku pro hvězdy typu A a podíl síly čar ionizovaných a neutrálních kovů (např. Fe II a Ti II 4172–4179 Å, 4500 Å) pro pozdní hvězdy typu A a F.

Tabulka 2: Luminositní třídy

Luminositní třída	Označení
veleobři	Ia, Ib
nadobři (jasní obři)	II
obři	III
podobři	IV
hvězdy hlavní posloupnosti (trpaslíci)	V

Pro označení některých zvláštních vlastností hvězdného spektra se dále užívají malá latinská písmena. Mezi nejdůležitější z nich pro horké hvězdy patří  $e$ , které označuje přítomnost emisních čar,  $f$ , které se používá pro hvězdy spektrálního typu O s emisními čarami

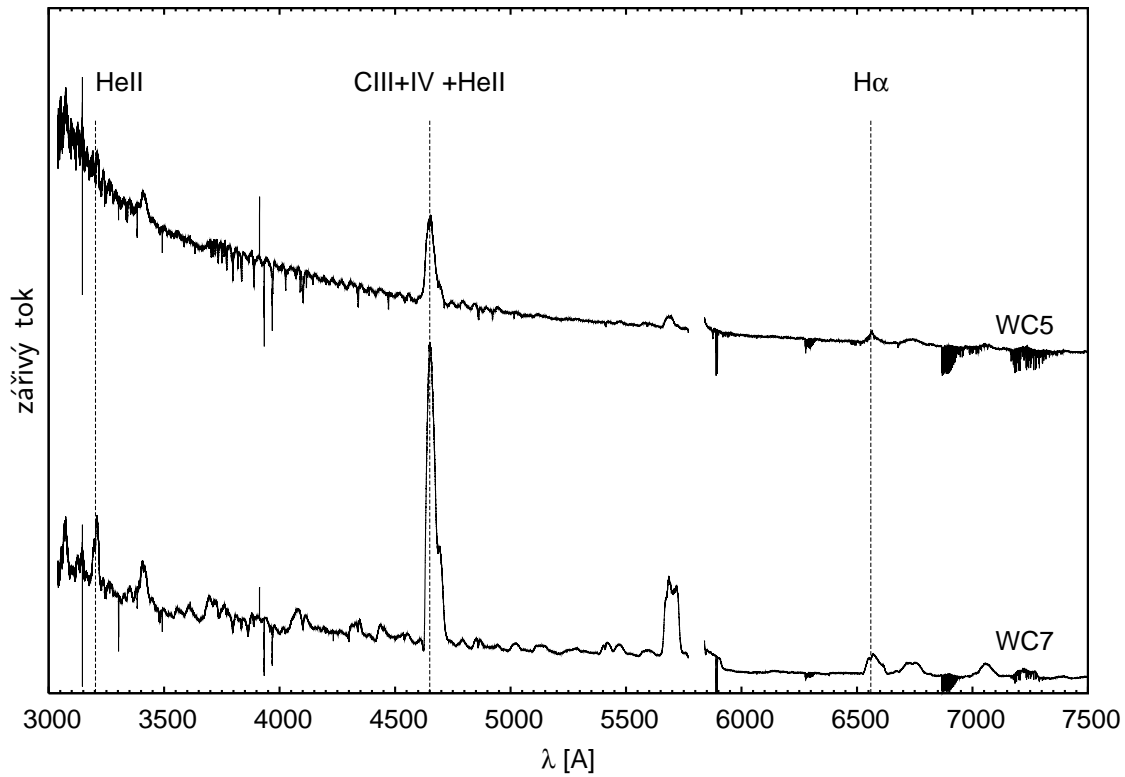
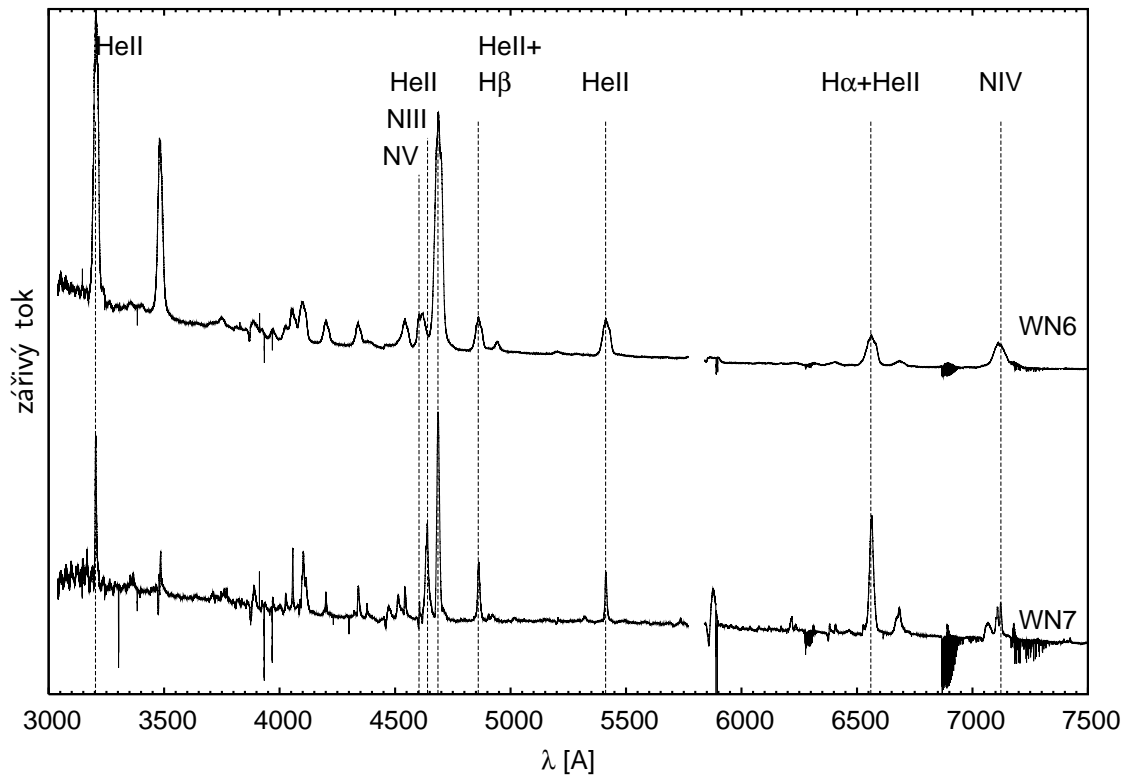


Obrázek 16: Rozšiřování spektrálních čar hvězd téhož spektrálního typu s klesajícím zářivým výkonem hvězdy. Spektra byla získána spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005).

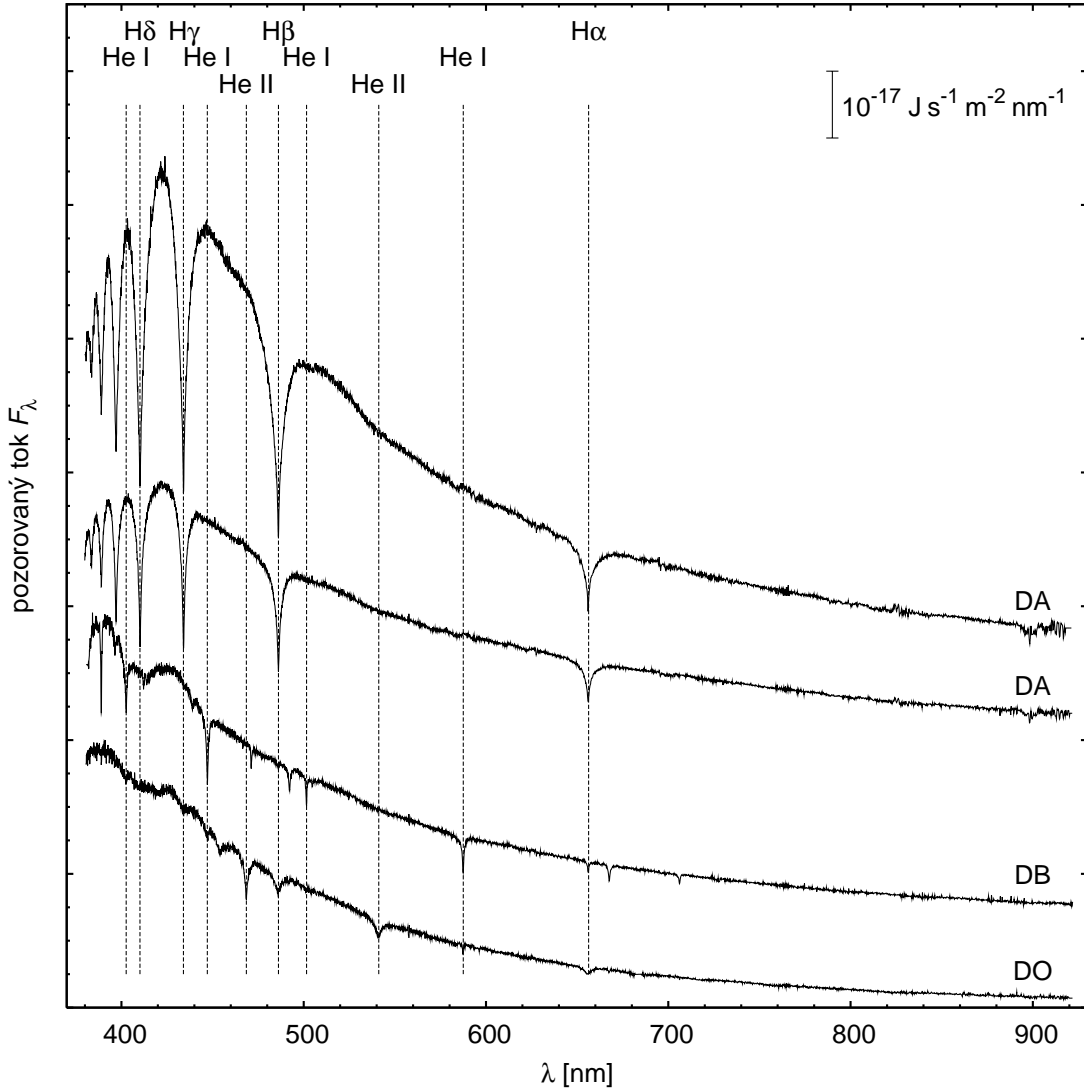
He II 7686 Å a N III 4634 Å, 4640 Å a 4642 Å (třídy  $f$ ,  $(f)$  a  $((f))$  s rostoucím zářivým výkonem),  $p$  označující pekuliární spektrum a  $s$  ostré čáry. Spektrální typy některých známých horkých hvězd jsou uvedeny v tabulce 3.

Obdobnou spektrální posloupnost je možné definovat také pro Wolfovy–Rayetovy hvězdy. Pro tyto hvězdy jsou charakteristické pouze nanejvýš slabé vodíkové čáry a často také emisní čáry CNO prvků. P Cyg profily čar ve spektrech jsou důkazem hvězdného větru. Wolfovy–Rayetovy hvězdy (WR hvězdy) rozdělujeme na dvě hlavní skupiny, WN a WC hvězdy a na méně početnou skupinu WO hvězd. Ve spektru WN hvězd dominují emisní čáry vodíku a dusíku, zatímco u hvězd WC typů převažují čáry helia, uhlíku a kyslíku. WO hvězdy mají velmi silné kyslíkové čáry. Ve spektrální podposloupnosti WN hvězd klesá ionizační stupeň dusíku, ve spektrální podposloupnosti WC hvězd klesá ionizační stupeň uhlíkových čar viditelných ve spektru.

Spektrální klasifikace bílých trpaslíků je odvozena od výskytu vodíkových čar ve spektru.



Obrázek 17: Spektra vybraných WR hvězd (SDSS)



Obrázek 18: Spektrální třídy bílých trpaslíků (SDSS)

Tabulka 3: Spektrální typy některých známých horkých hvězd

Hvězda	Spektrální typ
$\zeta$ Pup	O4 If
$\tau$ Sco	B0 V
$\gamma$ Cas	B0 IVe
Vega ( $\alpha$ Lyr)	A0 V
Sírius ( $\alpha$ CMa)	A1 V
CQ UMa	A4pV

Bílí trpaslíci s výraznými vodíkovými čarami ve spektru tvoří spektrální typ DA (analogie hvězd spektrálního typu A). Efektivní teploty těchto bílých trpaslíků leží v celém intervalu teplot bílých trpaslíků – od těch nejteplejších s  $T_{\text{ef}} > 100\,000$  K odpovídajících počátku ochlazení bílých trpaslíků k velmi chladným bílým trpaslíkům. Bílí trpaslíci s výraznými heliovými čarami tvoří posloupnost DO (analogie hvězd spektrálního typu O,  $T_{\text{ef}} > 45\,000$  K s výraznými



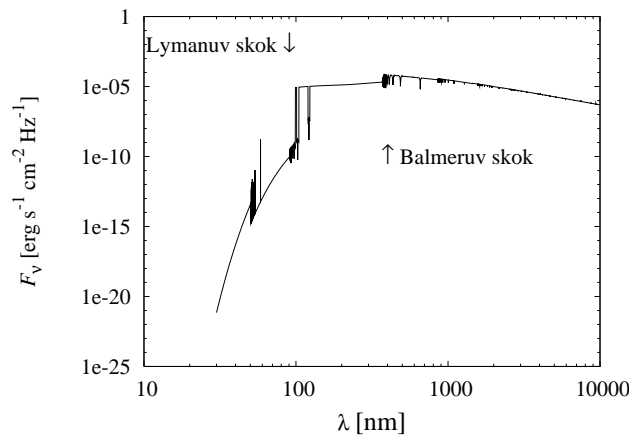
čarami He II), DB (analogie hvězd spektrálního typu B,  $11\,000\text{ K} < T_{\text{ef}} < 30\,000\text{ K}$  s výraznými čarami He I) a DC ( $T_{\text{ef}} < 11\,000\text{ K}$ , spektrum bez nápadných čar). Bílé trpaslíky typu DO s patrnými čarami těžších prvků se označují jako DOZ. Nenalézáme žádné bílé trpaslíky typu DO či DB v intervalu efektivních teplot  $30\,000\text{ K} - 45\,000\text{ K}$ . Tento jev, označovaný jako „DB gap“, se doposud nepodařilo uspokojivě teoreticky vysvětlit.

Tabulka 4: Spektrální klasifikace bílých trpaslíků

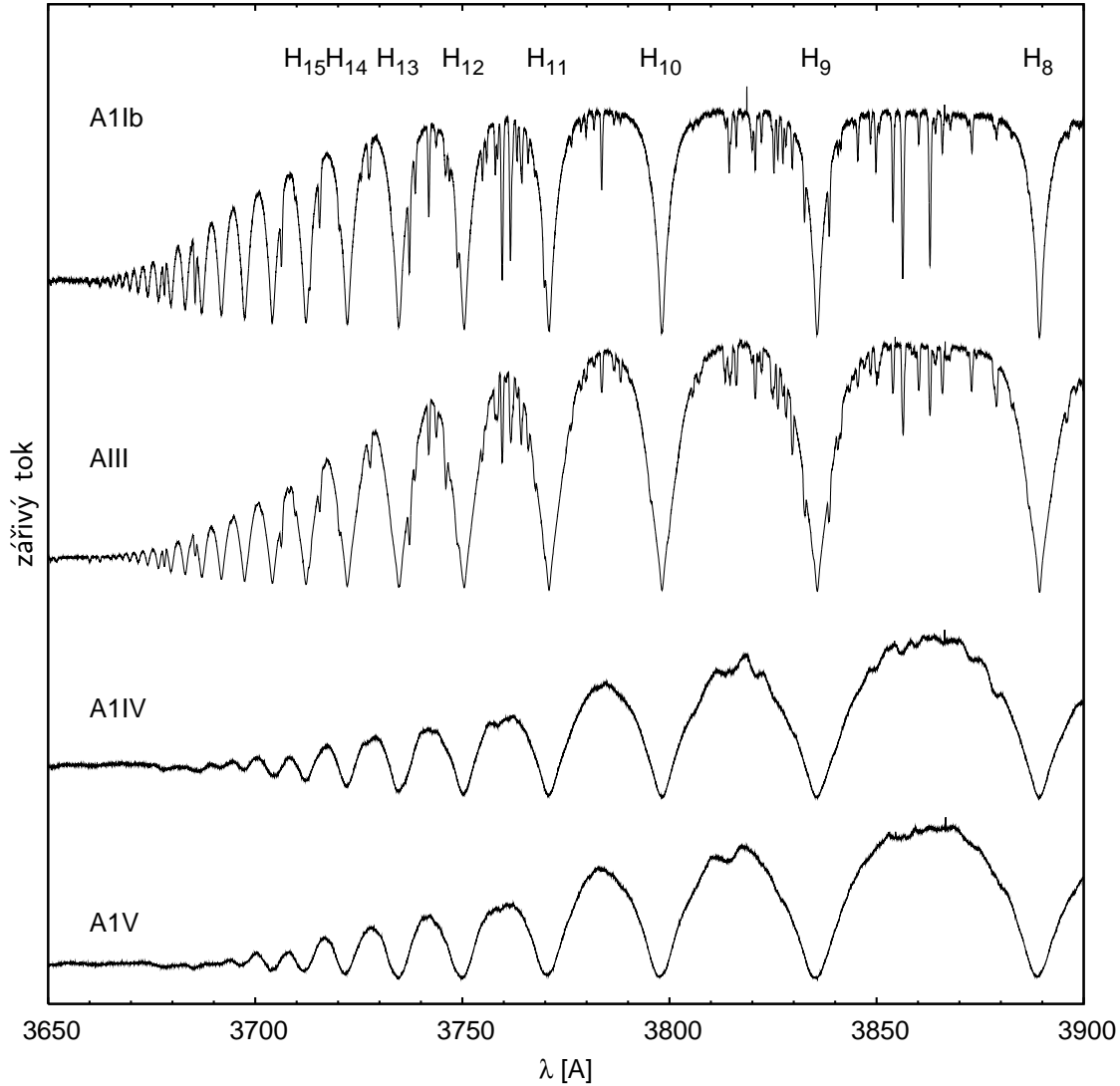
Spektrální třída	Nejnápadnější charakteristiky spektra	efektivní teplota
DA	čáry H I	
DO	čáry He II	$T_{\text{ef}} > 45\,000\text{ K}$
DOZ	čáry He II, těžší prvky	$T_{\text{ef}} > 45\,000\text{ K}$
DB	čáry He I	$11\,000\text{ K} < T_{\text{ef}} < 30\,000\text{ K}$
DC	spektrum bez nápadných čar	$T_{\text{ef}} < 11\,000\text{ K}$

## 2.6 Balmerův skok

Ionizační energie elektronu s hlavním kvantovým číslem  $n = 2$  v atomu vodíku je  $E_2 = 3,40\text{ eV}$ . To znamená, že foton musí mít energii alespoň  $3,40\text{ eV}$  aby mohl ionizovat atom vodíku s elektronem nacházejícím se v první excitované hladině. Fotony s energií menší než je  $3,40\text{ eV}$  (vlnovou délkou větší než  $364,7\text{ nm}$ ) nejsou schopny tento atom ionizovat. V důsledku toho opacita hvězdného materiálu pro vlnové délky kratší než  $\lambda \leq 364,7\text{ nm}$  prudce narůstá. Ve spektrech hvězd jejichž spojité spektrum je formováno vodíkem proto pozorujeme tzv. *Balmerův skok* (obr. 19). Obdobné skoky je možné pozorovat i pro mnohé další excitované hladiny především vodíku a helia. Skok způsobený nárůstem absorpce v důsledku ionizace základní hladiny vodíku  $n = 1$  (odpovídající ionizační energii  $13,6\text{ eV}$  a vlnové délce fotonu  $91,2\text{ nm}$ ) se nazývá *Lymanův skok*. Spojité spektrum s vlnovými délkami menšími než je vlnová délka Lymanova skoku se nazývá Lymanovo kontinuum. Podobně se Balmerovo kontinuum ve spektru nachází mezi Lymanovým a Balmerovým skokem. Ještě se zmíníme o Paschenově kontinuu, které se ve spektru nachází mezi Paschenovým a Balmerovým skokem.



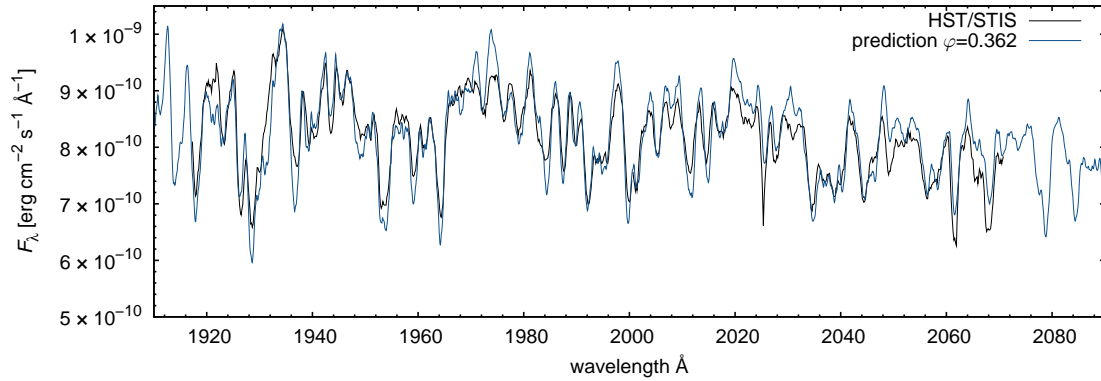
Obrázek 19: Balmerův skok spočtený pomocí HHe modelu hvězdné atmosféry hvězdy spektrálního typu B9 (J. Kubát 2003).



Obrázek 20: Důsledek Inglisova–Tellerova vztahu. Spektra byla získána spektrografem UVES (ESO, Bagnulo a kol. 2005).

Pokud by spektrální čára nebyla rozšířená, pak by se v blízkosti určitého skoku měl nacházet nekonečný počet spektrálních čar. Nic takového však nepozorujeme ani pomocí spektrografu s vysokou rozlišovací schopností. Důvodem je to, že tato úvaha platí pouze pro nekonečně úzké spektrální čáry, ale ve skutečnosti jsou jednotlivé spektrální čáry rozšířené. V případě čar Balmerovy série je nejdůležitějším typem rozšíření srážkové rozšíření díky Starkovu jevu. Starkovo rozšíření pro kvantové číslo horní hladiny přechodu  $n$  je úměrné  $n^2$ . Naopak rozdíl energií mezi jednotlivými hladinami v atomu vodíku je úměrný  $1/n^3$ . Díky tomu je pro určitou hladinu s kvantovým číslem  $n_u$  rozšíření čáry větší než rozdíl vlnových délek mezi následujícími Balmerovými čarami. Další čáry splývají a není je možné odlišit. Protože Starkovo rozšíření závisí na koncentraci elektronů  $n_e$  je číslo nejvyšší pozorované čáry možné užít k výpočtu koncentrace elektronů pomocí tzv. *Inglisova–Tellerova vztahu*

$$\log n_e = 23,26 - 7,5 \log n_u. \quad (49)$$



Obrázek 21: Část ultrafialového spektra hvězdy HD 64740 pozorovaná dalekohledem HST. Spektrum je tvořeno stovkami čar těžších prvků, především železa.

Je patrné, že pokud je možné pozorovat větší počet Balmerových čar, pak je koncentrace elektronů v atmosféře hvězdy menší.

## 2.7 Horké hvězdy v ultrafialové oblasti

Vzhledem ke své vysoké efektivní teplotě vyzáří horké hvězdy v ultrafialové oblasti velkou část svého záření. Proto nám ultrafialová oblast spektra poskytuje neocenitelné informace o těchto hvězdách, v mnoha ohledech se jedná o informace, které bychom z jiné části spektra nezískali. Bohužel je ale podstatná část ultrafialového záření hvězd absorbována zemskou atmosférou, proto je hvězdná spektroskopie v ultrafialovém oboru v plném rozsahu možná pouze z družic. První ultrafialová spektra hvězd byla získána na konci šedesátých let minulého století pomocí spektrografů na palubě balistických raket, nejslavnější éra ultrafialové spektroskopie ale přišla s nástupem družice IUE (*International Ultraviolet Observer*). Tato družice během téměř dvaceti let své činnosti zaznamenala mnohé významné objevy, z nichž se podstatná část týkala horkých hvězd. V současnosti je jediným dalekohledem schopným pozorovat v ultrafialové oblasti dalekohled HST. Výhodou pozorování v ultrafialové oblasti je mimo jiné to, že pozorované toky bývají obvykle absolutně kalibrované, což dovoluje získat odhad efektivní teploty nebo vzdálenosti hvězdy.

Spektroskopie v ultrafialové oblasti se téměř výhradně omezuje na oblast Balmerova kontinua s vlnovými délkami v rozsahu 91,2 nm – 364,7 nm. Ačkoliv horké hvězdy vyzářejí záření i v oblasti Lymanova kontinua, takové záření je v podstatě nepozorovatelné. Záření Lymanova kontinua je totiž schopno ionizovat mezihvězdný vodík, proto je mezihvězdným vodíkem absorbováno a vyzářeno při fluorescenčních přechodech v delších vlnových délkách. Záření Lymanova kontinua je tedy pozorovatelné pouze pro výjimečně blízké horké hvězdy nacházející se v oblastech chudých na mezihvězdný vodík.

V ultrafialové oblasti klasické dělení spektra na kontinuum a čáry ztrácí smysl. Spektrální čáry těžších prvků (především železa) jsou zde natolik četné, že kontinuum v podstatě nepozorujeme a četné čáry navzájem splývají (obr. 21). Výraznější bývají typicky pouze *rezonanční čáry* lehčích prvků (zejména uhlíku či křemíku), tedy čáry vznikající přechodem mezi základní a excitovanou hladinou (obr. 22). Výraznější jsou také čáry rezonanční série vodíku, Lymanovy série, které ovšem vznikají absorpcí záření v mezihvězdném prostředí.<sup>3</sup>

<sup>3</sup>V některých případech můžeme navíc v absorpčních profilech čar Lymanovy série pozorovat slabou emisi

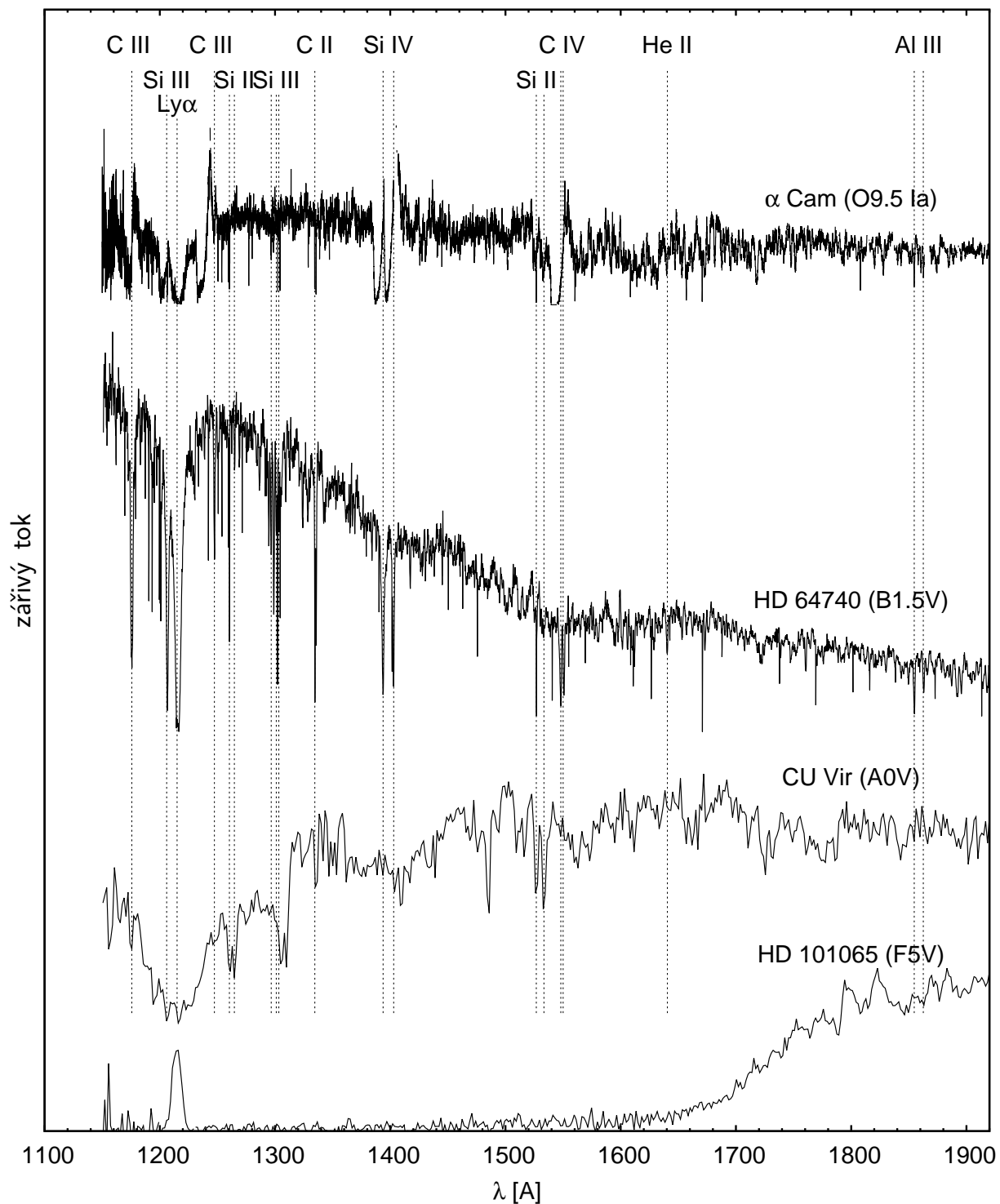
Stejným způsobem vznikají další četné *interstelární čáry*, ty nejsilnější z nich jsou nápadné svým hlubokým a úzkým profilem. V ultrafialovém spektru horkých hvězd spektrální třídy O a veleobrů spektrálních tříd B a A pozorujeme nápadné profily typu P Cygni, vznikající ve hvězdném větru. O těchto profilech se podrobněji zmíníme v následující kapitole.

## Doporučená literatura

Gray, R. O., Corbally, C. J.: *Stellar Spectral Classification*, 2009, Princeton University Press  
Hubeny, I., Mihalas, D.: *Theory of Stellar Atmospheres*, 2014, Princeton University Press

---

vznikající v okolí Země v tzv. geokoróně.

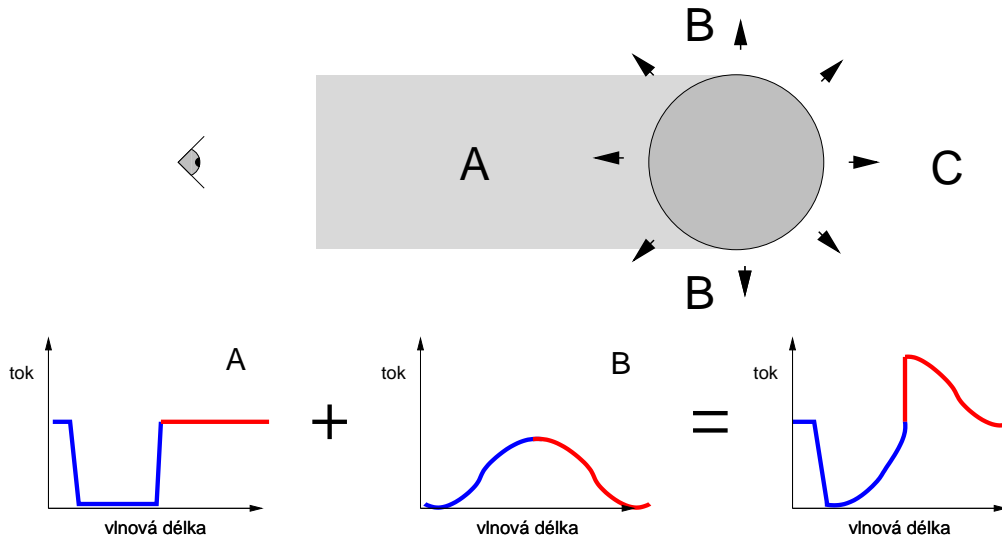


Obrázek 22: Ultrafialové spektrum vybraných horkých hvězd. Ve spektru hvězdy  $\alpha$  Cam jsou patrné profily čar typu P Cygni. Absorpční čára Ly $\alpha$  vzniká částečně v mezihvězdném prostředí, emise v této čáře ve spektru hvězdy HD 101065 vzniká v geokoróně.

## 3 Hvězdný vítr

### 3.1 Profil spektrálních čar typu P Cyg

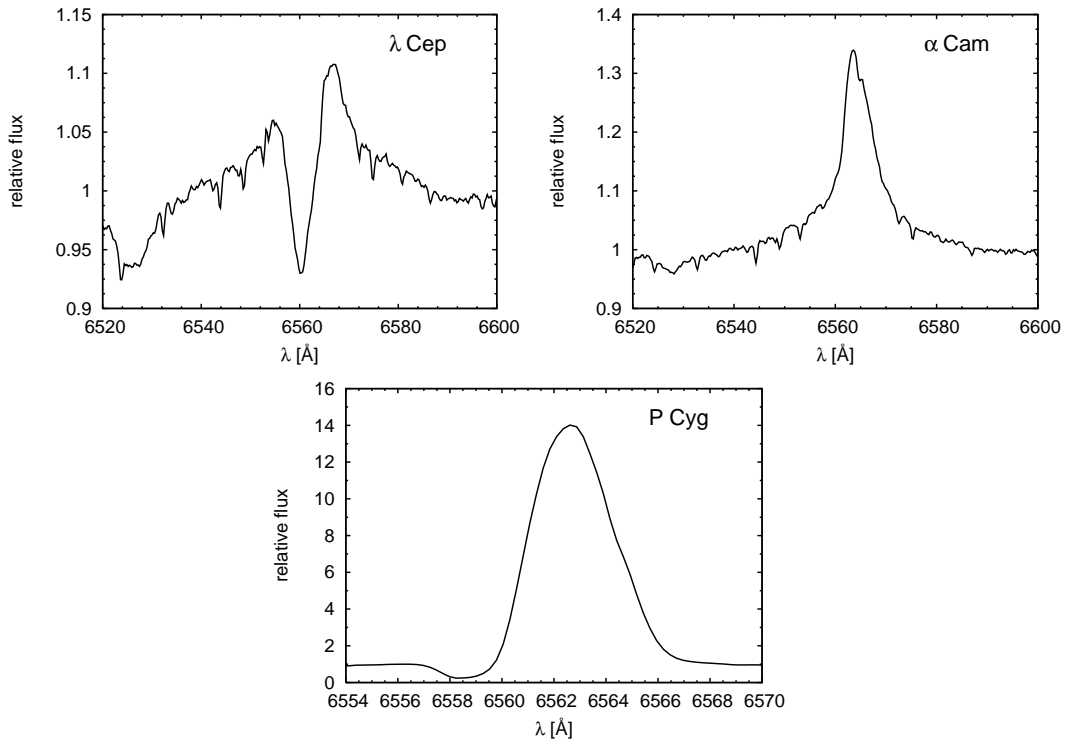
Ve spektrech hvězd typu O a B hlavní posloupnosti a obrů a veleobrů typů OBA nalzáme u některých čar tzv. profily typu P Cyg. Profil spektrální čáry typu P Cyg se skládá z absorpční části v modré (krátkovlnné) oblasti čáry a z emisní části v červené (dlouhovlnné) oblasti čáry (viz. obr. 25, 26). Tyto profily bývají typicky velice široké. Dopplerovské rychlosti odpovídající hraně absorpční části profilu typu P Cyg dosahují až  $4000 \text{ km s}^{-1}$ . Tyto rychlosti jsou několikanásobně vyšší než jsou únikové rychlosti z povrchu hvězdy. Přítomnost takového profilu ve spektru je neklamným důkazem toho, že se v okolí hvězdy nachází rozpínající se obálka, která uniká z její gravitačního působnosti – *hvězdný vítr*<sup>4</sup>.



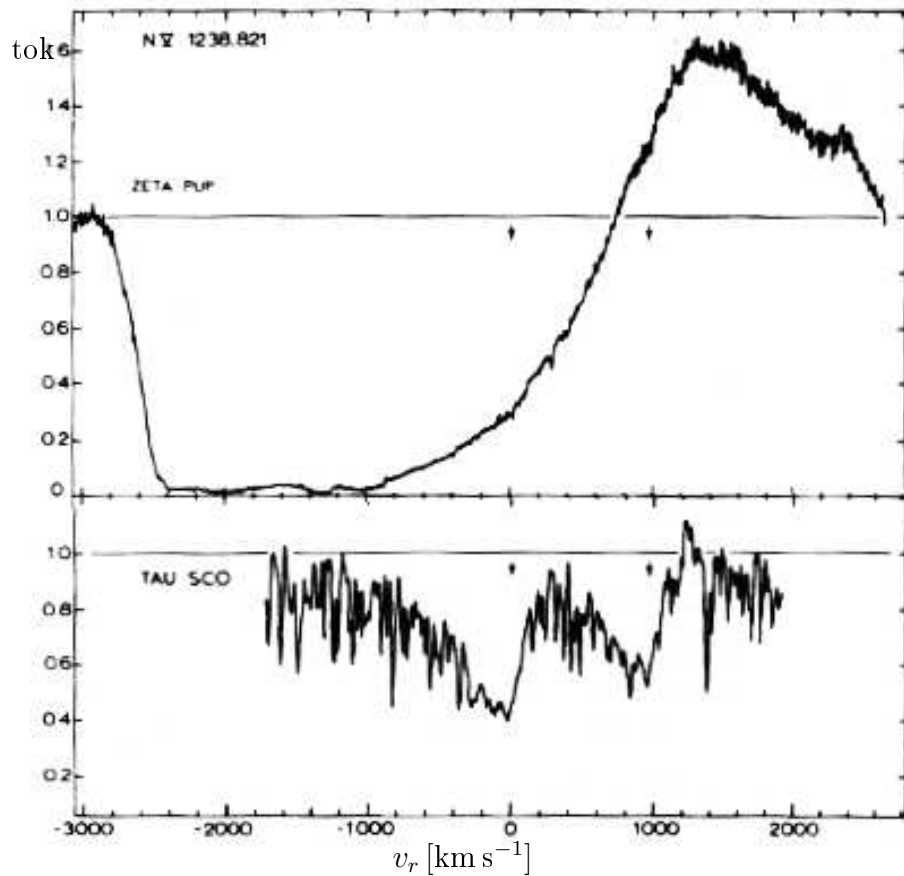
Obrázek 23: Vysvětlení vzniku P Cygni profilu

Vznik profilu typu P Cyg je vysvětlen na obrázku 23. Předpokládejme, že se v okolí hvězdy nachází sféricky symetrický hvězdný vítr, jehož rychlost roste se vzdáleností od hvězdy. Vzhledem k danému pozorovateli je možné hvězdný vítr rozdělit do tří oblastí. První z oblastí A zakrývá povrch hvězdy, v oblasti B pozorujeme pouze hvězdný vítr a oblast C je zakrytá hvězdou. Sledujeme-li hvězdné spektrum v čáře, ve které hvězdný vítr absorbuje, pak spektrum oblasti A vytváří širokou absorpční čáru. Její šířka odpovídá Dopplerovu posunu pro rychlosti  $(0, v_{\max})$ , kde  $v_{\max}$  je maximální rychlost, kterou hvězdný vítr dosahuje. Protože se k nám vítr v této oblasti přibližuje, pozorujeme absorpci pouze v modré části čáry. Z oblasti B sledujeme pouze rozptýlené záření, tato oblast má tedy emisní profil. Protože se k nám vítr na přivrácené polokouli větru přibližuje a na odvrácené se od nás vzdaluje, pozorujeme z oblasti B symetrický emisní profil. Z oblasti C samozřejmě žádné záření nepozorujeme. Složením symetrického emisního profilu spolu s absorpčním profilem v modré oblasti čáry vzniká P Cyg profil.

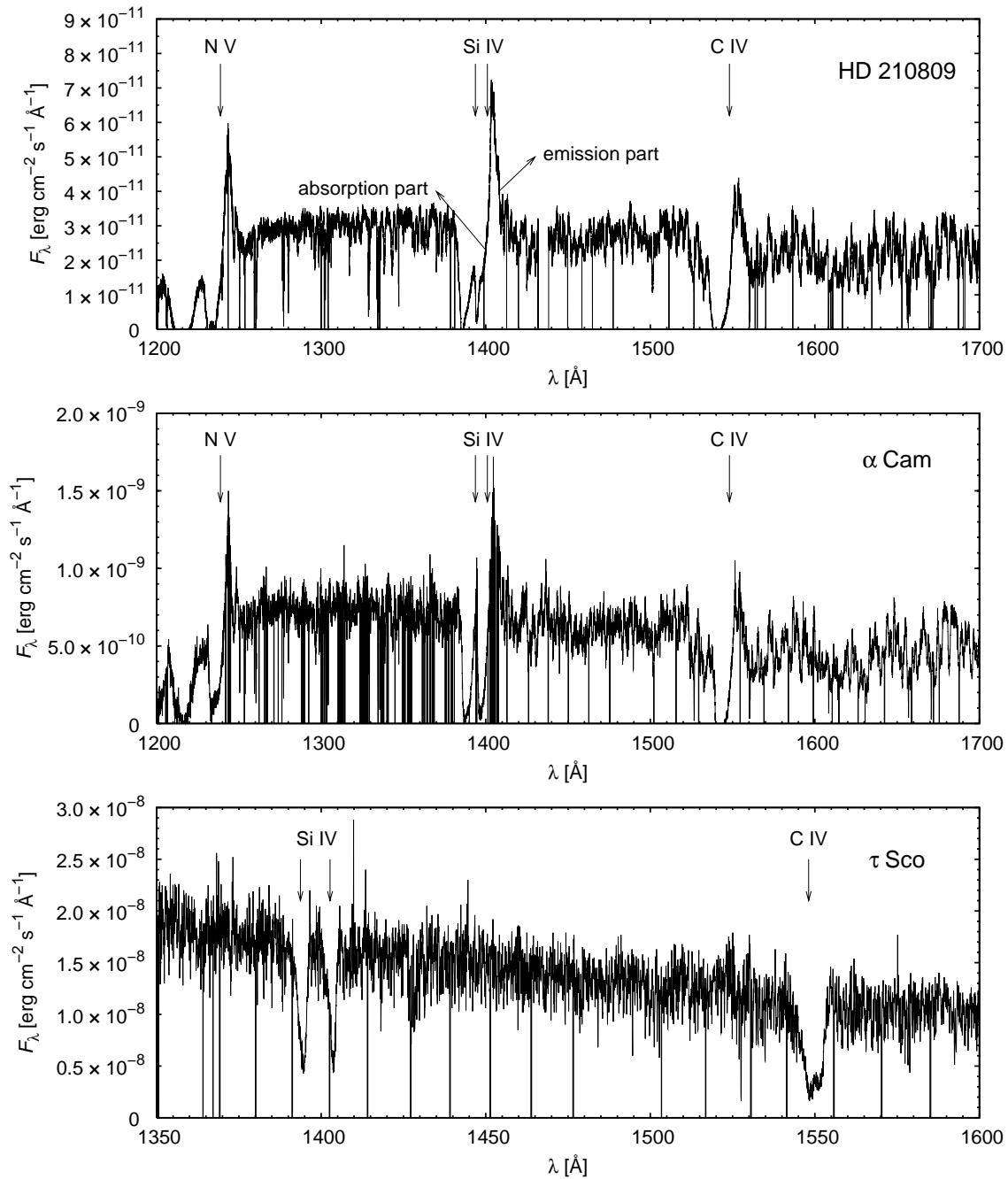
<sup>4</sup>Rozeznáváme několik základních druhů hvězdných větrů. *Koronální hvězdný vítr*, který je důsledkem rozpínání se hvězdné koróny, pozorujeme u chladných hvězd (například u našeho Slunce). Chladní veleobrů a hvězdy asymptotické větve obrů mohou mít vítr urychlovaný *absorpcí záření na prachových částicích*. Při vzniku tohoto druhu hvězdného větru hrají nezastupitelnou roli také hvězdné pulzace. Dalším druhem hvězdného větru je *hvězdný vítr horkých hvězd*, kterým se zabýváme zde.



Obrázek 24: Profil čáry  $H_\alpha$  hvězd  $\lambda$  Cep,  $\alpha$  Cam a P Cyg. Spektra byla získána ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatel J. Kubát).



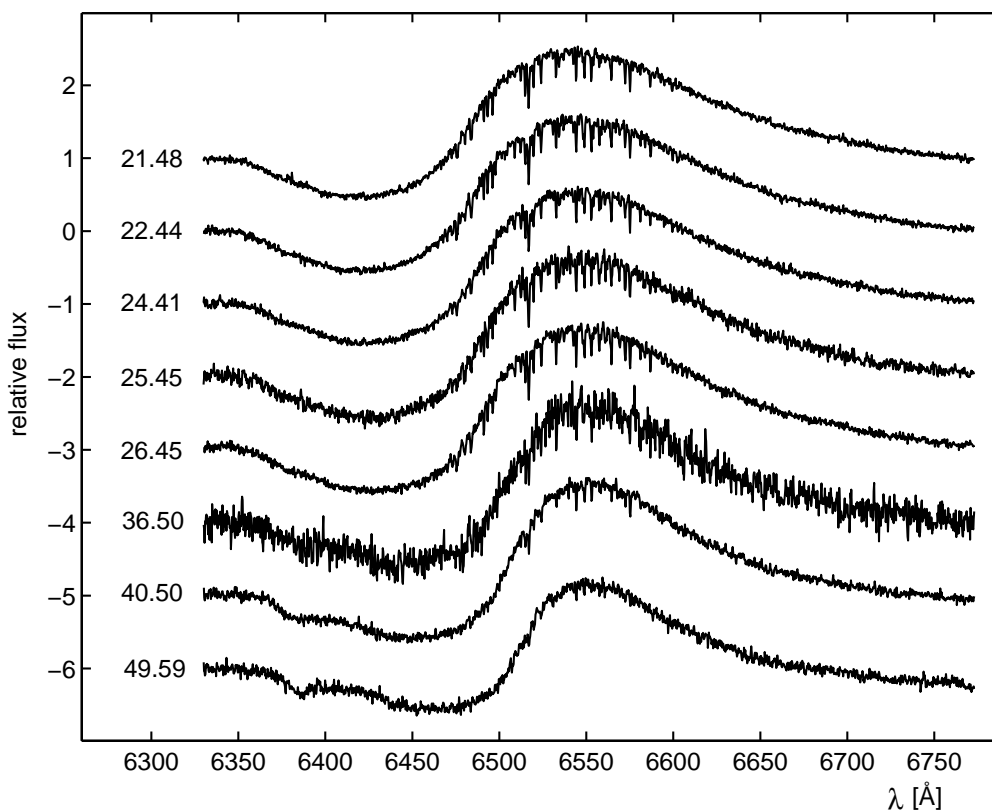
Obrázek 25: N V dublet hvězd  $\zeta$  Pup a  $\tau$  Sco (Lamers a Cassinelli 2000).



Obrázek 26: Příklad UV spektra vybraných horkých hvězd, v jejichž spektru nalézáme profily čar typu P Cyg. Spektra byla získána Hubbleovým vesmírným dalekohledem a družicí IUE. V případě hvězdy  $\tau$  Sco je patrná pouze absorpční část profilu typu P Cyg.

Spektrální čáry vznikající ve hvězdném větru ale nemusí mít vždy nutně profil typu P Cyg. Ten vzniká v případě, kdy bezprostředně po absorpci fotonu je další foton vyzářen v téže čáře a atom (iont) se vrací do původního stavu. Tak tomu ale vždy být nemusí. Emise v dané čáře může vznikat také v důsledku rekombinace, kdy se rekombinovaný atom nachází ve vyšší excitované hladině, poté dojde k vyzáření fotonu v dané čáře a k opětovné ionizaci atomu. Emisním čarám vznikajícím tímto způsobem se někdy říká rekombinační čáry. Tímto





Obrázek 27: Profil čáry  $H\alpha$  supernovy SN 2004dj pozorovaný ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (Korčáková a kol. 2005) v různých časových okamžicích. Je vyneseno relativní tok v závislosti na vlnové délce, jednotlivá spektra jsou posunuta a označena Juliánským datem expozice (JD-2453200).

způsobem vzniká například emisní čára  $H\alpha$ , kterou pozorujeme ve spektru hvězd spektrálního typu O (viz. obr. 24).

Připomeňme si, že profil typu P Cyg mohou mít také některé čáry ve spektrech nov a supernov, jak je patrné z obrázku 27. Přítomnost profilu typu P Cyg ve spektru těchto objektů také ukazuje na rychlou expanzi obálky, která má ovšem zcela jinou astrofyzikální příčinu.

### 3.2 Co urychluje hvězdný vítr horkých hvězd?

Jak jsme si ukázali, v okolí zářivých horkých hvězd existuje tok hmoty od hvězdy do mezihvězdného prostoru – hvězdný vítr. Otázkou ale zůstává, jaká síla je schopna urychlit látku z atmosféry hvězdy na rychlosti několikanásobně převyšující rychlost únikovou. Protože se spodní vrstvy atmosféry nepohybují, musí být hledaná síla v těchto oblastech menší než síla gravitační. Naopak ve vnějších vrstvách atmosféry musí být tato síla větší, než je síla gravitační, aby byla schopná urychlit látku na rychlosti převyšující rychlost únikovou.

Horké hvězdy mají vysoký zářivý výkon a proto síla urychlující hvězdný vítr horkých hvězd by mohla být spojena s intenzivním polem záření. Podívejme se tedy nejdříve na tu nejjednodušší sílu spojenou se zářením, sílu způsobenou rozptylem záření na volných elektronech.

Užitím vztahů (18), (10) a (5) je zářivé zrychlení způsobené tímto rozptylem dáno vztahem

$$g_{\text{el}} = \frac{f_{\text{zář}}}{\rho} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \frac{\sigma_{\text{Th}}}{\mu_e}, \quad (50)$$

kde  $L$  je zářivý výkon,  $r$  je vzdálenost od hvězdy,  $\sigma_{\text{Th}}$  je účinný průřez Thomsonova rozptylu,  $\sigma_{\text{Th}} = 6,65 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$  a  $\mu_e$  je podíl hustoty látky  $\rho$  a koncentrace volných elektronů  $n_e$ ,  $\mu_e = \rho/n_e$ . Tuto sílu způsobenou rozptylem na volných elektronech porovnáme s gravitačním zrychlením,  $g = -GM/r^2$ ,

$$\Gamma = -\frac{g_{\text{el}}}{g} = \frac{\frac{\sigma_{\text{Th}} L}{\mu_e}}{4\pi GMc}. \quad (51)$$

Vidíme, že poměr těchto sil  $\Gamma$  (Eddingtonův parametr) je ve hvězdné atmosféře téměř konstantní a proto síla způsobená rozptylem záření na volných elektronech nemůže způsobovat urychlování hvězdného větru. Přesto však může být v případě horkých hvězd poměrně důležitá, protože je schopna podstatným způsobem snížit velikost gravitační síly. Pro parametry odpovídající našemu Slunci je  $\Gamma \approx 10^{-5}$  a tedy zářivá síla způsobená rozptylem elektronů je pro atmosféru Slunce zanedbatelná. Avšak pro typické hvězdy spektrální třídy O se zářivými výkony  $L \approx 10^6 L_{\odot}$  a hmotnostmi  $M \approx 10 M_{\odot}$  je  $\Gamma \lesssim 1$  a tedy síla způsobená rozptylem záření na volných elektronech je sice menší, ale srovnatelná se silou gravitační. Rozptyl záření na volných elektronech se pak projeví snížením efektivního gravitačního zrychlení na povrchu hvězdy,

$$g_{\text{ef}} = g + g_{\text{el}} = -\frac{GM(1 - \Gamma)}{r^2} \quad (52)$$

a snížením únikové rychlosti pro ionizovanou látku

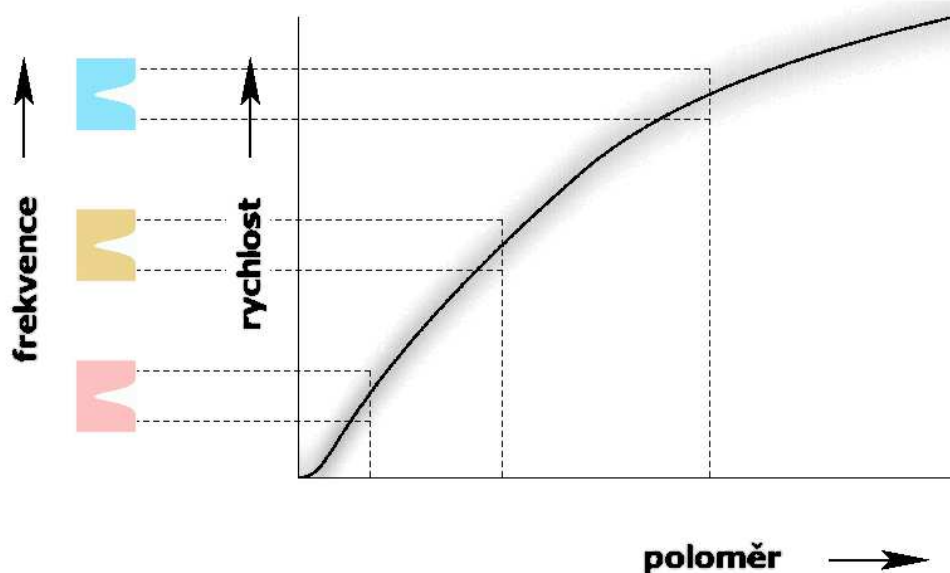
$$v_{\text{únik}} = \sqrt{\frac{2GM(1 - \Gamma)}{r}}. \quad (53)$$

Pokud se však podíváme na čarové přechody, pak účinný průřez čarových přechodů je až o několik řádů vyšší než je účinný průřez Thomsonova rozptylu. Podrobné výpočty se započtením desetitisíců spektrálních čar ukazují, že pro případ typických větrů horkých hvězd je čarový účinný průřez  $\sigma_{\text{čary}} \approx \bar{Q}\sigma_{\text{Th}}$ , kde  $\bar{Q} \approx 10^3$  a tedy zářivá síla způsobená absorpcí záření v čarách může být až zhruba  $10^3 \times$  větší než je síla gravitační. To však platí pouze pro zářivou sílu v prostředí, které je opticky tenké, v reálném hvězdném větru horkých hvězd jsou mnohé čary opticky tlusté a proto zářivá síla je pouze několikanásobně vyšší než síla gravitační.



Obrázek 28: Rozptyl záření ve větrech horkých hvězd

Záření absorbované v čarách je téměř okamžitě znovu emitováno. Zdálo by se tedy, že po urychlení iontu po absorpci je atom znovu zbrzděn po emisi a že tedy ionty nemohou být zářením urychlovány. Tak tomu však není, jak napovídá obrázek 28, který celý jev dokresluje. Vidíme, že iont nejdříve absorbuje foton. S velkou pravděpodobností tento foton přiletí ze směru od hvězdy, proto dochází k urychlení iontu směrem od hvězdy. Foton je následně opět



Obrázek 29: Sobolevova aproximace

vyzářen v podstatě se stejnou vlnovou délkou. Směr, do kterého je absorbovaný foton vyzářen, však již není nijak korelovaný se směrem, ze kterého se foton původně šířil. Se stejnou pravděpodobností může být foton vyzářen směrem ke hvězdě i směrem od hvězdy. Pravděpodobnost, že bude vyzářen v podobném směru z jakého se šířil (a tedy pravděpodobnost toho, že nedojde k urychlení iontu) je velice malá. V důsledku toho dochází k urychlování látky hvězdného větru.

### 3.3 Zářivá síla v Sobolevově aproximaci

Přesný výpočet zářivé síly v pohybujícím se prostředí je poměrně složitá procedura, kterou je navíc možné v obecnosti provést pouze numericky. Museli bychom řešit rovnici přenosu záření a se znalostí specifické intenzity pak aplikovat vzorec (18) pro výpočet zářivé síly. Zde si naznačíme jednodušší postup výpočtu zářivé síly v tzv. Sobolevově aproximaci, kterou je možné s výhodou použít pro přibližný výpočet zářivé síly a pro pochopení základů fyziky hvězdného větru horkých hvězd.

Zářivá síla způsobená absorpcí v opticky tenké čáře je dána množstvím energie, kterou je daná čára schopna absorbovat. Zářivá síla opticky tenké čáry je podle (18) rovna

$$f_{\text{tenká}} \equiv \rho g_{\text{tenká}} = \frac{\bar{\chi} F_{\nu}}{c}, \quad (54)$$

kde  $g_{\text{tenká}}$  je zářivé zrychlení (síla na jednotku hmotnosti) a  $\bar{\chi}$  je koeficient absorpce v dané čáře integrovaný přes frekvence,  $\bar{\chi} = \int_0^{\infty} \chi_{\nu} d\nu$ .

Výraz pro zářivou sílu v opticky tlusté čáře je však složitější, pro její obecný výpočet je třeba znát řešení rovnice přenosu záření. Její řešení je komplikované zvláště pro případ pohybujícího se prostředí. Pokud je však gradient rychlosti v pohybujícím se prostředí dostatečně velký, je možné výpočet zářivé síly podstatně zjednodušit využitím Sobolevovy aproximace. Její princip je znázorněn na obrázku 29, kde je znázorněna typická závislost rychlosti na poloměru ve hvězdném větru horkých hvězd. Budeme-li ve vztažné soustavě nepohybující se

vzhledem ke hvězdě sledovat jednu vybranou čáru, pak při urychlování hvězdného větru dochází k posunu frekvence, na které je daný atom schopen absorbovat (emitovat). Proto je na ypsilonové ose kromě rychlosti vynesena také frekvence odpovídající Dopplerovu posunu spektrální čáry pro danou rychlost. Zvolíme-li si pevný poloměr ve hvězdném větru, pak šedá oblast v grafu odpovídá intervalu frekvencí, na kterých je hvězdný vítr v dané čáře schopen absorbovat záření. Vzhledem k tomu, že rychlost hvězdného větru je mnohem vyšší než tepelná rychlost (určující Dopplerovo rozšíření čáry), je šedá oblast relativně tenká. Sledujeme-li však tuto označenou oblast pro konstantní frekvenci, pak získáme interval poloměrů, na kterých je hvězdný vítr schopen pohlcovat záření v dané frekvenci. Pokud tedy řešíme rovnici přenosu záření pro danou frekvenci, pak ji nemusíme řešit mimo vyznačenou oblast, protože mimo šedou oblast je intenzita záření v dané frekvenci konstantní. Pokud je tato oblast dostatečně „úzká“, pak intenzita záření v daném bodě závisí pouze na *lokálních* vlastnostech hvězdného větru. Přesněji, pokud je pološířka daného profilu  $\Delta\nu_D$  dána teplotním rozšířením, pak charakteristická délka na ose  $x$ , na které dochází ke změně intenzity, je dána tzv. *Sobolevovou délkou*

$$L_S \equiv \frac{v_{\text{tep}}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)},$$

kde  $v_{\text{tep}}$  je tepelná rychlost. Aby bylo možné použít Sobolevovu aproximaci, pak musí být charakteristická délka, na které se mění parametry větru, podstatně delší než  $L_S$ . Vybereme-li konkrétně charakteristickou délku ve větru jako vzdálenost, na které se mění hustota  $\rho$ , pak

$$H \equiv \frac{\rho}{\left(\frac{d\rho}{dr}\right)} \approx \frac{v}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \gg \frac{v_{\text{tep}}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)} \equiv L_S.$$

V uvedeném přiblížení platí, že Sobolevovu aproximaci lze použít v případě, kdy je rychlost větru  $v$  (v souřadné soustavě spojené s hvězdou) podstatně větší než tepelná rychlost  $v_{\text{tep}}$ . Protože však rychlosti hvězdných větrů horkých hvězd ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) jsou typicky o několik řádů vyšší než je tepelná rychlost (tepelná rychlost protonů je v prostředí hvězdných větrů  $v_{\text{tep}} \approx 10 - 30 \text{ km s}^{-1}$ ), je možné s výhodou použít Sobolevovu aproximaci pro výpočet modelů hvězdných větrů horkých hvězd.

Optická hloubka vrstvy hvězdného větru v radiálním směru je dána tzv. Sobolevovou optickou hloubkou

$$\tau_S = \int \chi_\nu dr \approx \frac{1}{\Delta\nu_D} \bar{\chi} L_S = \frac{c}{\nu_0} \frac{\bar{\chi}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}, \quad (55)$$

kde  $\nu_0$  je klidová frekvence čáry a kde jsme užili vztahu  $\Delta\nu_D = \nu_0 v_{\text{tep}}/c$  a kde jsme approximovali extinkční koeficient  $\bar{\chi} = \int_0^\infty \chi_\nu d\nu \approx \chi_\nu \Delta\nu_D$ . Integrace se provádí pouze v oblasti, kde je extinkční koeficient nezanedbatelný a která má délku  $L_S$ . Vidíme, že Sobolevova optická hloubka  $\tau_S$  je nepřímo úměrná gradientu rychlosti  $dv/dr$  hvězdného větru. To je možné poměrně lehce vysvětlit znovu s použitím obrázku 29. Pokud je gradient rychlosti větru malý, pak je křivka rychlosti více skloněná a pro danou frekvenci je šedá oblast (vyznačující interval poloměrů, na kterém vítr absorbuje) širší. Záření je tedy v dané frekvenci absorbováno na větším intervalu poloměrů a optická hloubka prostředí je větší. Naopak pokud je gradient rychlosti větru velký, pak je křivka rychlosti strmější a pro danou frekvenci je interval poloměrů, na kterém vítr absorbuje, menší. Záření je absorbováno na menším intervalu poloměrů a optická hloubka prostředí je menší.

Se znalostí optické hloubky hvězdného větru již můžeme spočítat zářivé zrychlení způsobované opticky tlustou čarou. Během průchodu záření opticky tlustou čarou ubývá tok záření

v čáře  $F_\nu^{\text{čára}}$  úměrně  $e^{-\tau}$ , kde  $\tau$  je optická hloubka v dané čáře, tedy  $F_\nu^{\text{čára}} = F_\nu e^{-\tau}$ , kde  $F_\nu$  je dopadající tok záření. Zářivé zrychlení v opticky tlusté čáře je dáno vztahem

$$g_{\text{tlustá}} = \frac{f_{\text{tlustá}}}{\rho} = \frac{1}{c\rho} \int \chi_\nu F_\nu^{\text{čára}} d\nu = \frac{\nu_0}{\rho c^2} \frac{dv}{dr} F_\nu \int_0^{\tau_S} e^{-\tau} d\tau = \frac{\nu_0 F_\nu}{\rho c^2} \frac{dv}{dr} (1 - e^{-\tau_S}). \quad (56)$$

Ve vzorci jsme využili transformace  $d\nu = \frac{\nu_0}{c} dv = \frac{\nu_0}{c} \frac{dv}{dr} dr$ . Pro případ opticky tlusté čáry  $\tau_S \gg 1$  je možné předchozí vzorec nahradit přibližným vyjádřením ve tvaru

$$g_{\text{tlustá}} \approx \frac{\nu_0 F_\nu}{\rho c^2} \frac{dv}{dr} \left( = \frac{g_{\text{tenká}}}{\tau_S} \right). \quad (57)$$

Docházíme k závěru, že zářivá síla způsobovaná absorpcí záření v opticky tlustých čarách je úměrná gradientu rychlosti hvězdného větru. Můžeme si také všimnout, že tato síla nezávisí na opacitě čáry.

### 3.4 Rychlost ztráty hmoty

Předpokládejme, že ve hvězdném větru existují pouze opticky tlusté čáry. Zářivé zrychlení způsobované absorpcí v opticky tlusté čáře je v takovém případě dáno vztahem (57).

Nejdůležitější charakteristikou hvězdného větru je množství hmoty, které za jednotku času opouští hvězdu, tedy rychlost, s jakou hvězda ztrácí svou hmotnost. Budeme-li předpokládat, že vítr je stacionární a sféricky symetrický, pak díky platnosti rovnice kontinuity je tato hmotnost dána vztahem

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v. \quad (58)$$

Současně použijeme hrubý odhad pro tok záření  $F_\nu \approx F/\nu_0 = L/(4\pi r^2 \nu_0)$ . S pomocí tohoto vztahu je možné upravit vyjádření pro zářivé zrychlení opticky tlusté čáry (57) jako

$$g_{\text{tlustá}} = \frac{L}{\dot{M} c^2} v \frac{dv}{dr}. \quad (59)$$

Z hydrodynamiky víme, že pohybová rovnice tekutiny, jejíž rychlost nezávisí na čase, je dána vztahem (je-li gradient tlaku zanedbatelný)

$$v \frac{dv}{dr} = g, \quad (60)$$

kde  $g$  značí všechny působící síly. Zanedbáme-li sílu gravitační, pak pohybová rovnice hvězdného větru urychlovaná celkem  $N_{\text{tlustá}}$  opticky tlustými čarami má tvar

$$v \frac{dv}{dr} = N_{\text{tlustá}} \frac{L}{\dot{M} c^2} v \frac{dv}{dr}. \quad (61)$$

Z této rovnice můžeme jednoduše vyjádřit rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru jako

$$\dot{M} = N_{\text{tlustá}} \frac{L}{c^2}. \quad (62)$$

Podíl  $L/c^2$  je hmotnost, která podle relativistického vztahu hmotnost-energie odpovídá energii vyzařené hvězdou. Zjistili jsme, že rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru je úměrná „fotonové rychlosti ztráty hmoty“ a počtu opticky tlustých čar. Podle vztahu (62)

je rychlost ztráty hmoty hvězdného větru úměrná zářivému výkonu hvězdy. Proto nejmohutnější hvězdné větry nalézáme u hvězd spektrální třídy O a u obrů, zatímco hvězdy hlavní posloupnosti spektrální třídy B mají nanejvýš pouze velice slabý hvězdný vítr.

Ačkoliv byl vztah (62) pro rychlost ztráty hmoty zářením urychlovaného větru odvozen s použitím mnoha zjednodušení, uchovává si svou platnost i pro složitější modely a s jeho pomocí jsme schopni alespoň kvalitativně popsat vlastnosti hvězdného větru.

### 3.5 CAK teorie hvězdného větru

Skutečný vítr horkých hvězd však není urychlován pouze opticky tlustými čarami. Hvězdný vítr může absorbovat záření v mnoha čarách, z nichž některé jsou opticky tenké a jiné opticky tlusté. Pro výpočet realistických modelů hvězdných větrů však potřebujeme znát přesnou hodnotu zářivé síly. Proto je vhodné parametrizovat zářivou sílu podle důležitosti opticky tenkých a opticky tlustých čar. Castor, Abbott a Klein (1975) pro parametrizaci zářivé síly zvolili dva parametry, parametr  $\alpha$ , který je v podstatě podílem zářivé síly v opticky tlustých čarách na celkové zářivé síle a parametr  $k$ , který určuje velikost zářivé síly. Zářivá síla v tzv. CAK aproximaci pak má tvar

$$g_{\text{zář}} = \frac{f\Gamma GMk}{r^2} \left( \frac{1}{\sigma_{\text{Th}}\rho v_{\text{tep}}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha, \quad (63)$$

Místo parametru  $k$  je možné pro výpočet zářivé síly použít parametr  $\bar{Q}$ , který má význam velikosti zářivé síly (v jednotkách zářivé síly způsobené rozptylem volných elektronů) za předpokladu, že jsou všechny čáry opticky tenké,

$$g_{\text{zář}} = \frac{f\bar{Q}L}{r^2} \left( \frac{1}{4\pi\rho\bar{Q}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha. \quad (64)$$

Faktor  $f$  je oprava na konečný disk hvězdy. Vidíme, že také v případě zářivé síly velkého počtu opticky tlustých a opticky tenkých čar je zářivá síla přímo úměrná gradientu rychlosti větru. Pohybová rovnice zářením urychlovaného větru se zanedbáním tlaku plynu má tvar (s použitím definice (58) rychlosti ztráty hmoty)

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM(1-\Gamma)}{r^2} + \frac{f\bar{Q}L}{r^2} \left( \frac{vr^2}{\dot{M}\bar{Q}} \frac{dv}{dr} \right)^\alpha. \quad (65)$$

Je patrné, že závislost zářivé síly na gradientu rychlosti větru vytváří velice zajímavou zpětnou vazbu, protože gradient rychlosti je určen zářivou silou, která sama závisí na gradientu rychlosti. Tato zpětná vazba ve svém důsledku vede k možnosti vzniku nového druhu vln v prostředí hvězdného větru, k tzv. Abbottovým vlnám. Těmito vlnami se však již zabývat nebudeme.

Pro danou hvězdu existuje nekonečně mnoho řešení rovnice (65), které se liší velikostí rychlosti ztráty hmoty  $\dot{M}$ . Podrobným rozбором rovnice (65) je však možné ukázat, že pro danou hvězdu existuje pouze jedno řešení rovnice (65), pro které rychlost větru v blízkosti hvězdy se blíží k nule a které je možné prodloužit do libovolně velké vzdálenosti od hvězdy. Navíc je možné ukázat, že toto řešení je stabilní, že Abbottovy vlny z velkých vzdáleností od hvězdy nejsou schopny proniknout až ke hvězdnému povrchu. Toto řešení jednoznačně určuje rychlost ztráty hmoty  $\dot{M}$ .

Průběh rychlosti ve hvězdném větru je možné s velkou přesností aproximovat jako

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (66)$$

kde  $v_\infty$  označuje konečnou, limitní rychlost hvězdného větru ( $\lim_{r \rightarrow \infty} v(r) = v_\infty$ ),  $R_*$  je poloměr hvězdy a parametr  $\beta$  je obvykle roven  $\beta = 0,8 - 1,0$ . Řešením rovnice (65) je možné ukázat, že konečná rychlost hvězdného větru je přímo úměrná únikové rychlosti z povrchu hvězdy,

$$v_\infty \sim \sqrt{\frac{2GM(1 - \Gamma)}{R_*}} \quad (67)$$

a rychlost ztráty hmoty je úměrná zářivému výkonu hvězdy,

$$\dot{M} \sim L^\alpha, \quad \alpha \approx 0.5 \quad (68)$$

### 3.6 Hvězdný vítr hvězd typu O, B, A a WR hvězd

Pro urychlování hvězdného větru hvězd O, B a A není důležitá absorpce záření v čarách nejhojněji zastoupených prvků vodíku a helia, ale naopak je důležitá absorpce v čarách prvků, které mají jen poměrně malé zastoupení, typicky uhlíku, dusíku, kyslíku nebo železa. Hlavním důvodem je to, že tyto prvky mají mnohem více čar, ve kterých mohou absorbovat, než zmiňovaný vodík či helium. Navíc zářivé zrychlení v opticky tlustých čarách (57) nezávisí na opacitě v čáře, tedy nezávisí na relativním zastoupení daného prvku.

Hvězdné větry WR hvězd jsou však podstatně složitější než hvězdné větry OB hvězd. Ukazuje se, že hvězdný vítr těchto hvězd je urychlován již v atmosféře hvězdy.

Tabulka 5: Parametry hvězdných větrů vybraných veleobrů typu OBA, horkých hvězd hlavní posloupnosti, WR hvězd a centrálních hvězd planetárních mlhovin (Kudritzki a kol. 1999, Lamers a Cassinelli 2000, Pauldrach a kol. 2004)

Hvězda	Spektrální typ	$L [L_\odot]$	$\dot{M} [M_\odot/\text{rok}]$	$v_\infty [\text{km/s}]$
$\zeta$ Pup	O4 I (f)	$7,9 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-6}$	2200
$\lambda$ Cep	O6 I	$6,8 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-6}$	2250
$\epsilon$ Ori	B0 Ia	$4,6 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{-6}$	1500
P Cyg	B1 Ia <sup>+</sup>	$7,2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-5}$	210
HD 12953	A1Iae	$1,3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{-7}$	150
HD 93250	O3V	$1,9 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{-6}$	3250
HD 15629	O5 V	$8,9 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{-7}$	3000
$\tau$ Sco	B0 V	$3,2 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^{-9}$	2000
WR 1	WN5	$1,0 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-5}$	2000
WR 111	WC5	$2,8 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$	2200
NGC 3242		$3,2 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-9}$	2400
IC 418		$1,6 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^{-8}$	800
He 2-131		$3,2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-7}$	450

Hlavní parametry pro popis záření urychlovaných větrů horkých hvězd jsou rychlost ztráty hmoty  $\dot{M}$  a konečná rychlost hvězdného větru  $v_\infty$ . Typické hodnoty těchto parametrů pro vybrané horké hvězdy jsou uvedeny v tabulce 5.

Pro hvězdu samotnou je nejdůležitější hodnota rychlosti ztráty hmoty. Z tabulky 5 je patrné, že mnohé hvězdy ztrácí prostřednictvím větru řádově několik hmotností Slunce během miliónu let. Vzhledem ke svým hmotnostem ztrácí mnohé horké hvězdy řádově jednu desetinu své hmoty během jednoho miliónu let. Je jasné, že takto mohutný hvězdný vítr zásadním způsobem ovlivňuje jejich vývoj.

Hvězdný vítr horkých hvězd je důležitým činitelem, který ovlivňuje mezihvězdné prostředí. Prostřednictvím hvězdného větru se podstatná část hmoty hvězdy vrací do mezihvězdného prostředí a ovlivňuje tak (vzhledem k nadzvukové rychlosti větru) podstatně i jeho dynamiku. Navíc zejména v pozdějších fázích vývoje se jedná o látku obohacenou produkty jaderného hoření. Zahrnutí hvězdného větru je také důležité pro výpočet množství ionizujícího záření vystupujícího z povrchu horkých hvězd.

Hvězdný vítr ovlivňuje záření hvězdy v různých spektrálních oborech:

- *Rentgenové záření:* Většina látky hvězdného větru horkých hvězd má teplotu srovnatelnou s efektivní teplotou hvězdy. Vzhledem k tomu, že hvězdný vítr horkých hvězd je silně nadzvukový (rychlost zvuku  $\sim v_{\text{tep}}$ ), mohou se v něm vyskytovat rázové vlny. Vzhledem k rychlosti hvězdného větru má prostředí za rázovou vlnou teplotu  $\sim 10^6 - 10^7$  K a tedy silně září v rentgenovém oboru. Rentgenové záření samostatných horkých hvězd tedy pochází z hvězdného větru. Zářivý výkon horkých hvězd v rentgenovém oboru je o několik řádů menší než celkový zářivý výkon hvězdy,  $L_x \sim 10^{-7}L$ .
- *Ultrafialové záření:* Hvězdný vítr horkých hvězd se v ultrafialové oblasti spektra projevuje typicky profily čar typu P Cyg (čáry uhlíku, dusíku, křemíku...). Z analýzy těchto spektrálních čar je možné získat  $v_\infty$  a  $\dot{M}$ .
- *Viditelné záření:* Ve viditelné oblasti spektra se hvězdný vítr příliš neprojevuje, výjimkou jsou např. profily vodíkových čar (emisní profil, profil typu P Cyg). Z analýzy těchto spektrálních čar je možné získat  $\dot{M}$ .
- *Radiové záření:* Obálka horkých hvězd tvořená větrem je neprůhledná pro radiové záření, naopak sám hvězdný vítr září v radiovém oboru. Pozorováním množství vyzářeného radiového záření je možné získat  $\dot{M}$ .

Existuje několik dalších typů horkých hvězd a dvojhvězd, jejichž astrofyzikální charakteristiky jsou spojeny s hvězdným větrem. Mezi nejzajímavější patří rentgenové dvojhvězdy s hmotnou složkou. Tyto dvojhvězdy se skládají z hmotné horké hvězdy a kompaktní složky (bílého trpaslíka, neutronové hvězdy nebo černé díry). U některých z těchto dvojhvězd je část větru horké složky zachycena gravitačním polem kompaktní složky, dochází k akreci látky na kompaktní složku. Dopadající látka je silným zdrojem rentgenového záření, rentgenový zářivý výkon je možné odhadnout tak, že předpokládáme, že veškerá potenciální energie dopadající látky se přemění v rentgenové záření, tedy  $L_x = GM_x \dot{M}_{\text{akr}}/R_x$ . Zde je  $M_x$  hmotnost a  $R_x$  poloměr kompaktní složky,  $\dot{M}_{\text{akr}}$  je hmotnost látky dopadající za jednotku času. Mezi tyto objekty patří například rentgenový pulzar Vela X-1.

## Doporučená literatura

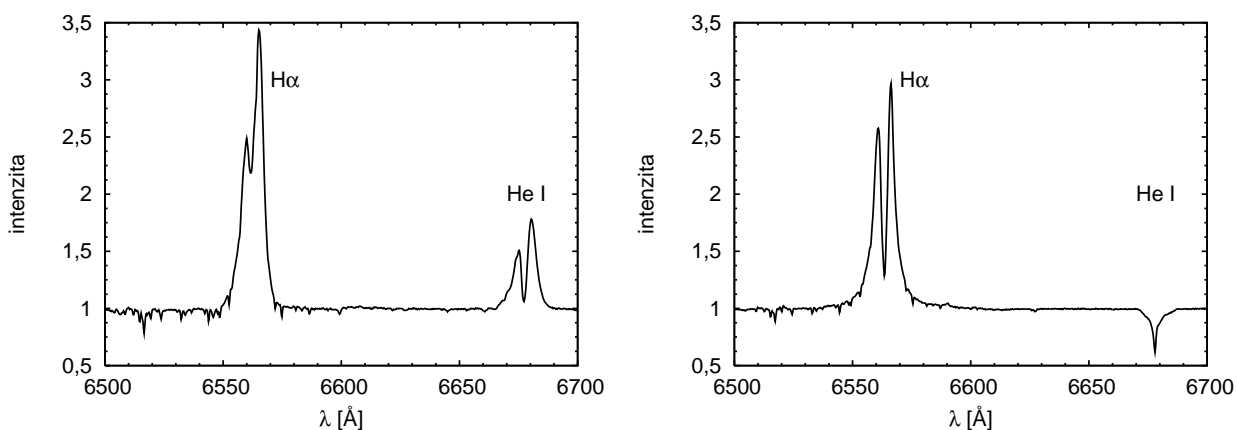
- Lamers, H. J. G. L. M., Cassinelli, J. P.: Introduction to Stellar Winds, 1999, CUP  
 Owocki, S. P.: Stellar Winds, 2013, <http://www.bartol.udel.edu/~owocki/preprints/>  
 Puls, J., Vink, J. S., Najarro, F.: Mass loss from hot massive stars, A&ARv, 16, 209



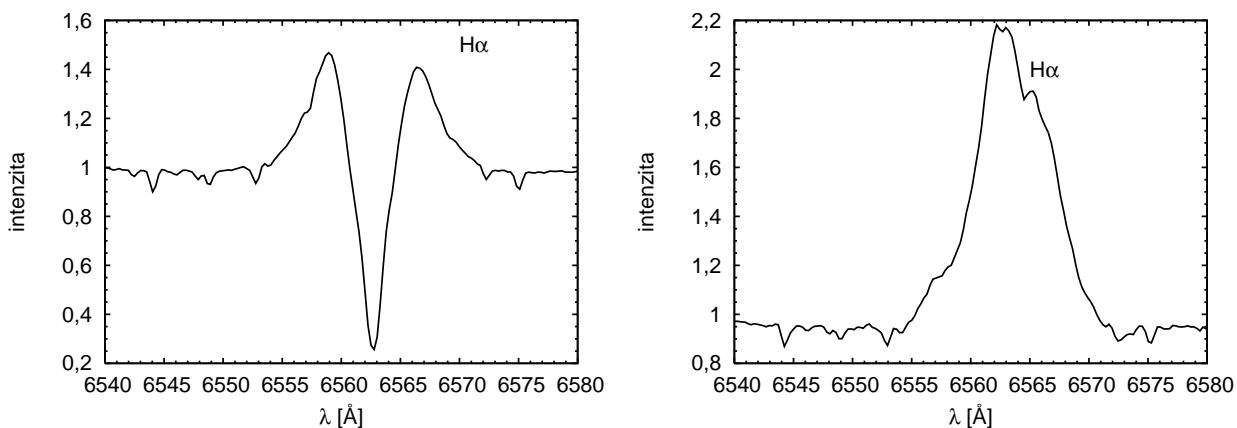
## 4 Hvězdy typu Be

### 4.1 Definice hvězd typu Be

Jako *hvězdy typu Be* se označují horké hvězdy spektrálního typu B všech luminozitních tříd mimo veleobrů, u nichž alespoň jednou měla některá z jejich Balmerových čar emisní profil. V české terminologii se tyto hvězdy někdy označují jako *hvězdy se závojem*. Emisní čáry hvězd typu Be se nazývají profily typu Be. Příklady několika takových profilů jsou nakresleny na obr. 30. Pokud se navíc ve středu emisní čáry vodíku objevuje úzká absorpční složka, pak se takovému hvězdám říká „shell” hvězdy. Příklad typického „shell” spektra je uveden na obrázku 31. Přestože jsou hvězdy typu Be známy již více než jedno století, je příčina vzniku tohoto jevu jedním z mála dosud nevyřešených základních problémů hvězdné astrofyziky.



Obrázek 30: Příklady typických emisních čar hvězd typu Be získané ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatel: M. Šlechta). *Vlevo*: Spektrum  $\beta$  Lyr v okolí čáry  $H\alpha$ , je patrná nejen emise v této čáře, ale také v sousední heliové čáře. *Vpravo*: Spektrum hvězdy  $\zeta$  Tau.



Obrázek 31: Příklady emisních čar Be hvězd získané ondřejovským dvoumetrovým dalekohledem (pozorovatelé: M. Šlechta, V. Votruba). *Vlevo*: Tzv. shell spektrum hvězdy V744 Her. *Vpravo*: Prostý emisní profil hvězdy FF Cam.

## 4.2 Základní charakteristiky hvězd typu Be

Astronomové studují hvězdy typu Be v mnoha oborech elektromagnetického spektra. Nejčastějším užívaným oborem je samozřejmě viditelná oblast elektromagnetického záření. V té se, podle definice, tyto hvězdy projevují emisí v některé z čar Balmerovy série vodíku. Mnohdy však nalézáme také emisní profily u heliových čar i u čar dalších prvků.

Jednou z nejdůležitějších charakteristik hvězd typu Be je jejich proměnnost. Zhruba 70% hvězd se závojem má proměnné spektrum. Rozeznáváme tři typy proměnnosti těchto hvězd. Zřejmě nejdůležitějším typem proměnnosti je změna charakteristiky spektra, kdy se z hvězdy spektrálního typu B stává hvězda typu Be a z hvězdy typu Be „shell” hvězda a naopak. S tím souvisí druhý typ proměnnosti, změna poměru intenzit emisních čar a sousedního kontinua, tzv.  $E/C$  proměnnost. Často se také mění poměr intenzit fialové a červené složky dvojitého profilu emisních čar, tzv.  $V/R$  proměnnost. Spektrální proměnnost Be hvězd je navíc provázena fotometrickými změnami. Fotometrická a spektroskopická proměnnost se mohou projevovat na velice odlišných časových škálách, od velice rychlých změn (s charakteristickou dobou ve dnech) po změny na časové škále desetiletí.

Z pozorování v různých částech elektromagnetického spektra vyplývá, že v rovině rovníku hvězd typu Be se nachází *emitující disk*. Elektronová teplota tohoto disku se pohybuje okolo 10 000 K, hustota elektronů v disku se odhaduje na  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Bohužel ze spektroskopických pozorování není možné jednoduše zjistit velikost tohoto disku. Pro jeho změření byly využity zákryty hvězd typu Be Měsícem a také interferometrické techniky. Z těchto měření vyplývá, že se disk rozprostírá do vzdálenosti několika hvězdných poloměrů.

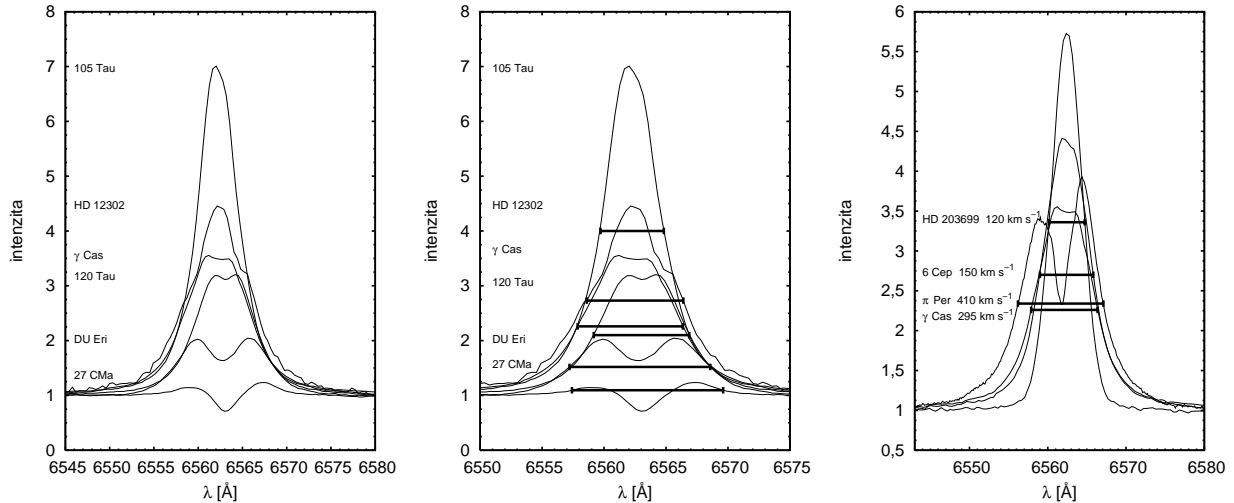
Tok záření v infračervené oblasti spektra hvězd typu Be je vyšší než by odpovídalo hvězdám stejného spektrálního typu bez závoje. Zdrojem tohoto nadměrného infračerveného záření je právě obálka v okolí hvězd typu Be. V ultrafialové oblasti spektra hvězd se závojem se pozorují absorpční čáry odpovídající zřejmě hvězdnému větru. Mnohé hvězdy typu Be jsou navíc složkami rentgenových dvojhvězd, ve kterých rentgenové záření vzniká interakcí látky disku druhou složkou dvojhvězdy, neutronovou hvězdou.

## 4.3 Vlastnosti emisních profilů hvězd typu Be

Emisní profily čáry  $H\alpha$  hvězd typu Be lze popsat dvěma základními parametry, velikostí projekce rotační rychlosti  $v_{\text{rot}} \sin i$  a ekvivalentní šířkou čáry. Ze studie většího množství těchto hvězd je možné nalézt následující obecné vlastnosti emisních profilů typu Be (Dachs a kol. 1986, viz. obr. 32):

- s rostoucí ekvivalentní šířkou čáry se dvojitě maximum spojuje v jediné maximum,
- pro danou hodnotu  $v_{\text{rot}} \sin i$  klesá pološířka čáry s rostoucí ekvivalentní šířkou,
- pro danou hodnotu ekvivalentní šířky čáry roste pološířka čáry s rostoucí hodnotou  $v_{\text{rot}} \sin i$ .

Tyto vlastnosti emisních čar disků je možné popsat za předpokladu, že rychlost částic v disku klesá s rostoucí vzdáleností od hvězdy. Na základě pozorování mnozí astronomové usuzují (např. Dachs a kol. 1986), že rychlosti částic v disku odpovídají pohybu části po keplerovských oběžných drahách. Proto křídla profilu typu Be vznikají paradoxně ve vnitřních oblastech disku, kde částice obíhají s vyšší rychlostí, zatímco emisní píky vznikají spíše ve vnějších oblastech disku. V důsledku toho



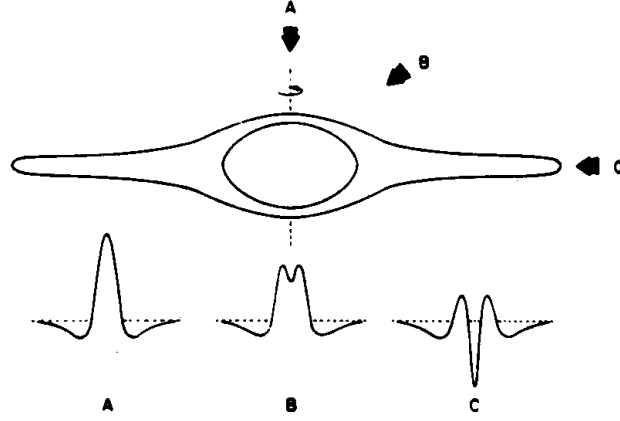
Obrázek 32: *Vlevo:* Vyplňování dvojitého profilu čáry  $H\alpha$  hvězd typu Be s rotační rychlostí  $200 - 300 \text{ km s}^{-1}$ . *Uprostřed:* Pokles pološířky s rostoucí ekvivalentní šířkou pro tytéž hvězdy. *Vpravo:* Růst pološířky profilu pro rostoucí  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Spektra byla získána z atlasu „The spectroscopic Be stars atlas“ <http://www.astrosurf.com/buil/us/becat.htm>.

- s rostoucím poloměrem disku vzniká více pozorovaného záření ve vnějších oblastech disku, které v důsledku své menší rychlosti přispívají k intenzitě záření především ve středu čáry, proto se s rostoucí ekvivalentní šířkou čáry dvojité maximum spojuje v jediné
- a proto také pro danou hodnotu  $v_{\text{rot}} \sin i$  klesá pološířka čáry s rostoucí ekvivalentní šířkou
- a konečně růst pološířky čáry s rostoucí hodnotou  $v_{\text{rot}} \sin i$  je možné vysvětlit pokud si uvědomíme, že velikost  $v_{\text{rot}} \sin i$  závisí také na tom, jak je hvězda obrácena směrem k pozorovateli. Hvězda, která má malou hodnotu  $v_{\text{rot}} \sin i$ , je k nám pravděpodobně obrácena polární oblastí. Proto je rovina disku nakloněna téměř kolmo směrem k pozorovateli a proto pozorujeme pouze relativně úzkou emisní čáru  $H\alpha$ . Naopak hvězda s vysokou hodnotou  $v_{\text{rot}} \sin i$  je k nám obrácena spíše rovníkovými oblastmi. Pozorovatel se nachází v blízkosti roviny disku a proto pozorujeme relativně širokou emisní čáru  $H\alpha$ .

Důležitým faktorem, který ovlivňuje pozorovaný tvar profilu emisních čar hvězd typu Be, je také směr, ze kterého disk pozorujeme (obr. 33). Pozorujeme-li hvězdu ve směru kolmém na rovinu disku ( $i = 0^\circ$ ), pozorujeme jednoduchý emisní profil. Se vzrůstajícím úhlem  $i$  se objevuje dvojitý emisní profil, který se postupně prohlubuje, až pro úhel  $i \approx 90^\circ$  vzniká tzv. shell spektrum hvězdy.

#### 4.4 Fyzika rychle rotujících hvězd

Struve v třicátých letech minulého století správně odvodil, že emisní čáry hvězd typu Be jsou způsobeny diskem, který se nachází v jejich okolí. Domníval se, že tyto hvězdy rotují tak rychle, že dochází k uvolňování materiálu hvězdy na rovníku, který pak vytváří disk. Podívejme se podrobněji, jakým způsobem ovlivňuje rotace fyziku hvězdy.



Obrázek 33: Jedním z faktorů, určujících tvar profilu čar Be hvězdy, je také směr, ze kterého disk pozorujeme

Parametrem, který určuje vliv rotace na stav hvězdy, je úhlová rychlost rotace  $\Omega$ . Pokud hvězda rotuje jako tuhé těleso (což znamená, že úhlová rychlost  $\Omega$  jednotlivých elementů je stejná), je tvar hvězdy dán ekvipotenciálními plochami odpovídajícími potenciálu vrstev hvězdy

$$\Phi(r, \theta) = -\frac{GM}{r} - \frac{1}{2}s^2\Omega^2, \quad (69)$$

kde  $s = r \sin \theta$  je vzdálenost od osy rotace a  $\theta$  je úhel mezi osou rotace a směrem k danému místu na povrchu hvězdy. Potenciál (69) je zapsaný v neinerciální vztažné soustavě rotující s hvězdou a dává správné hodnoty složek zrychlení  $\mathbf{g} = -\nabla\Phi$ ,

$$g_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2} + \Omega^2 r \sin^2 \theta, \quad (70a)$$

$$g_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} = \Omega^2 r \sin \theta \cos \theta. \quad (70b)$$

Potenciální plochy jsou nakresleny na obrázku 34. Povrch hvězdy je dán příslušnou ekvipotenciální plochou. Je-li polární poloměr hvězdy  $R_p$ , potom je povrch hvězdy dán rovnicí  $\Phi(R_p, 0) = \Phi(R(\theta), \theta)$ , neboli

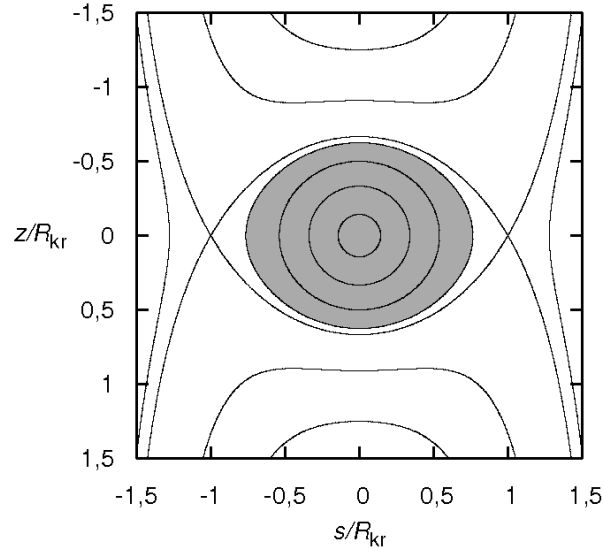
$$1 - \frac{R_p}{R(\theta)} - w \sin^2 \theta \frac{R^2(\theta)}{R_{\text{rov}}^2} = 0, \quad (71)$$

kde  $w = \frac{v_{\text{rot}}^2 R_p}{2GM}$  a  $\Omega = v_{\text{rot}}/R_{\text{rov}}$ . Se znalostí  $R_p$  tato rovnice umožňuje určení poloměru hvězdy pro daný úhel  $\theta$ . Rovníkový poloměr hvězdy je tedy pro  $\theta = \pi/2$  ( $R(\pi/2) \equiv R_{\text{rov}}$ )

$$R_{\text{rov}} = \frac{R_p}{1 - w}. \quad (72)$$

Všimneme si, že radiální složka zrychlení (70a) může být nulová, pokud je velikost gravitačního zrychlení na rovníku rovna velikosti odstředivého zrychlení. Rovníkový poloměr, při kterém je velikost gravitačního zrychlení na rovníku rovna velikosti odstředivého zrychlení, nazveme *kritický poloměr*  $R_{\text{kr}}$ . Z rovnice (70a) pro  $g_r = 0$  vyplývá že tzv. kritická rotační rychlost, kdy je rovníkový poloměr hvězdy roven kritickému poloměru

$$v_{\text{kr}} = \sqrt{\frac{GM}{R_{\text{kr}}}}, \quad (73)$$



Obrázek 34: Průběh ekvipotenciálních ploch pro idealizovaný případ hvězdy složené z ideálního plynu se silnou koncentrací látky ke středu, rotující jako tuhé těleso. Souřadnice jsou zakresleny relativně vzhledem k  $R_{kr} = (GM/\Omega^2)^{1/3}$ . Obrázek představuje pouze řez v rovině, v níž leží rotační osa (splývá s osou  $y$ ), ve skutečnosti jsou ekvipotenciální plochy trojrozměrné, válcově symetrické. V blízkosti středu hvězdy není tvar ekvipotenciálních ploch nijak podstatně ovlivněn rotací, blíží se tak kulové ploše. S narůstající vzdáleností od osy rotace však roste účinek odstředivé síly, ekvipotenciální plochy se proto zplošťují. V oblastech, které jsou relativně daleko od rotační osy odstředivá síla převládá a tvar ekvipotenciálních ploch zde je určen především rotací. Pakliže se hvězda nachází v hydrostatické rovnováze, pak místa v nitru hvězdy se stejnou hustotou leží na téže ekvipotenciální ploše a hvězda samotná zaujímá tvar daný ekvipotenciálními plochami (příklad oblasti, kterou by hvězda mohla zaujímat, je vyznačen šedou barvou). Vrstvy ležící v blízkosti středu hvězdy je tedy možné považovat za sféricky symetrické, rotací jsou nejvíce ovlivněny vrstvy blízko povrchu hvězdy. V oblastech mimo uzavřené ekvipotenciální plochy se žádné těleso složené z ideálního plynu v hydrostatické rovnováze nacházet nemůže.

je rovna oběžné (Keplerově) rychlosti pro poloměr  $R_{kr}$ . V takovém případě je proměnná  $w = \frac{v_{rot}^2 R_p}{2GM} = \frac{R_p}{2R_{kr}}$  a z rovnice (72) vyplývá vztah mezi polárním poloměrem a kritickým poloměrem,

$$R_{kr} = \frac{3}{2}R_p. \quad (74)$$

Kritická rotační rychlost je tedy dána vztahem

$$v_{kr} = \sqrt{\frac{2GM}{3R_p}}. \quad (75)$$

Jak je patrné z obrázku 34, vede rotace hvězdy k jejímu zploštění. Pokud je však rotační rychlost hvězdy na rovníku  $v_{rot}$  rovna kritické rychlosti  $v_{kr}$ , pak i malý nárůst kinetické energie látky na rovníku vede k jejímu uvolňování z atmosféry hvězdy. Pokud bychom se snažili

ještě více roztáčet hvězdu, jejíž rovníková rotační rychlost je rovna  $v_{\text{kep}}$ , pak by docházelo k uvolňování látky do jejího okolí, vznikala by disk v rovníkové rovině hvězdy. Všimněme si ale, že látka z povrchu kriticky rotující hvězdy se nemůže z hvězdy uvolnit do mezihvězdného prostředí, protože kritická rotační rychlost je menší než úniková rychlost  $v_{\text{ún}}$ ,

$$v_{\text{kr}} = \sqrt{\frac{GM}{R_{\text{kr}}}} < v_{\text{ún}} = \sqrt{\frac{2GM}{R_{\text{kr}}}}. \quad (76)$$

V důsledku rychlé rotace hvězdy není efektivní teplota na povrchu konstantní, závisí na hvězdné šířce. Tento jev se nazývá *gravitační ztemnění*. Souvisí s tím, že ve hvězdných nitrech je tok záření úměrný gradientu teploty,  $\mathbf{F} = -\chi_r \nabla T$ . Pro barotropně<sup>5</sup> rotující hvězdy je ale teplota i hustota látky (a také  $\chi_r$ ) funkcí pouze potenciálu  $\Phi$ , tedy  $\mathbf{F} = -\chi_r(\Phi) \nabla T(\Phi) = -\chi_r(\Phi) dT/d\Phi \nabla \Phi = \chi_r(\Phi) dT/d\Phi \mathbf{g}$ . Protože velikost toku úměrná čtvrté mocnině efektivní teploty,  $F \sim T_{\text{ef}}^4$ , je efektivní teplota úměrná  $T_{\text{ef}} \sim g^{1/4}$ . Proto je také tok záření v polárních oblastech (vysoké  $g$ ) vyšší než v rovníkových oblastech a také efektivní teplota na pólech je vyšší než na rovníku.

Existuje několik dalších jevů spojených s hvězdnou rotací. V důsledku rotace a gravitačního ztemnění vznikají uvnitř hvězdy poledníkové (meridionální) proudy, které přenášejí moment hybnosti mezi jádrem a povrchem hvězdy. Hvězdy také často nerotují jako tuhá tělesa, v takovém případě říkáme, že mají hvězdy *diferenciální rotaci*. V takovém případě dochází ke smýkání vrstev s různou úhlovou rotací, což vede ke vzniku turbulence a promíchávání hvězdy.

## 4.5 Příčiny jevu Be hvězd

### Klasická teorie vzniku Be hvězd

Nabízí se tedy možnost, že hvězdy typu Be jsou kriticky rotující hvězdy, které mají disk v důsledku uvolňování látky ze svého rovníku roviny do okolohvězdného prostředí. Tento model by měl být poměrně jednoduše ověřitelný pouhým měřením rychlosti rotace hvězd. V předchozích kapitolách jsme ovšem došli k závěru, že studium rozšíření spektrálních čar hvězdy v důsledku rotace nedovoluje změřit přímo rovníkovou rotační rychlost na povrchu hvězdy  $v_{\text{rot}}$ , ale pouze její průmět  $v_{\text{rot}} \sin i$ . Pokud však změříme průměty velkého počtu hvězd, pak (za zřejmě splněného předpokladu, že směry rotační osy hvězd jsou v prostoru rozloženy náhodně), můžeme zjistit rozložení rotačních rychlostí dané skupiny hvězd. Z těchto měření vyplývá (Porter 1997, Chauville a kol. 2001), že rotační rychlost Be hvězd je podstatně vyšší než rotační rychlost ostatních B hvězd, dosahuje 70–80% kritické rotační rychlosti.

Pro určení rotační rychlosti jsou nejdůležitější oblasti blízko rovníku hvězdy. Jak jsme si ale ukázali, v případě rychle rotujících hvězd je látka na rovníku hvězdy v důsledku gravitačního ztemnění chladnější než na pólech, což by určení rotační rychlosti mohlo podstatně ztížit (Townsend, Owocki a Howarth 2004). Je tedy možné, že Be hvězdy rotují podstatně rychleji než jsme se až dosud domnívali, a že je jejich rotační rychlost velmi blízká kritické rotační rychlosti. Tím by bylo možné přirozeně vysvětlit vznik disku v okolí Be hvězd.

Může však během vývoje hvězdy docházet ke změně její povrchové rotační rychlosti? V důsledku zákona zachování momentu hybnosti zůstává v případě, že hvězda neztrácí látku do okolí, rotační moment hybnosti hvězdy neměnný. Proto se rychlost rotace hvězd se silným větrem v průběhu jejich vývoje zmenšuje. Vývoj povrchové rotační rychlosti je ovlivněn

<sup>5</sup> *Barotropní* hvězdy jsou takové, pro které ekvipotenciály a izobary splývají, tlak je tedy jednoznačně určen potenciálem,  $p = p(\Phi)$ . V opačném případě se hvězda nazývá *baroklinní*.

také rozdělením rotačního momentu hybnosti ve vnitřních částech hvězdy hvězdy, například smrštění jádra může vést ke zvýšení povrchové rotační rychlosti. Posledním procesem, který ovlivňuje povrchovou rotační rychlost, je změna poloměru hvězdy během jejího vývoje. S rostoucím poloměrem hvězdy kritická rotační rychlost klesá. Pokud povrchová rotační rychlost hvězdy klesá pomaleji než kritická rotační rychlost (nebo pokud roste), pak by mohlo dojít k tomu, že se povrchová rotační rychlost bude blížit rychlosti kritické. V důsledku toho by se v blízkosti hvězdy mohl začít vytvářet disk.

Mezi odborníky ale shoda v názoru na příčiny vzniku disku v okolí hvězd typu Be nepanuje. Velká část z nich není přesvědčena o kritické rotaci těchto hvězd. Proto cílem mnohých astronomů, kteří se hvězdami typu Be zabývají, je nalezení takového mechanismu, který by byl schopen „napomoci“ rotaci a uvolnit materiál hvězdy tak, aby vytvořil disk. Bohužel je však třeba zdůraznit, že přes více než stoleté úsilí velkého množství astronomů takovýto mechanismus dosud nalezen nebyl. Žádná z nalezených teorií doposud uspokojivě nevysvětluje vznik disku v okolí Be hvězd. Stejně tak je nejasný mechanismus, v důsledku kterého dochází k fotometrickým a spektroskopickým změnám Be hvězd. Je zřejmé, že v této oblasti je možné očekávat mnoho nových, zajímavých výsledků. Proto si alespoň v krátkosti nastíníme několik modelů, které se mohou zdát slibné pro vysvětlení fenoménu Be hvězd.

## **Dvojhvězdná hypotéza o původu hvězd typu Be**

Kříž a Harmanec (1975) předložili hypotézu, podle které je možné výskyt disku v okolí Be hvězd vysvětlit jako důsledek přenosu hmoty mezi složkami těsné dvojhvězdy. K přenosu hmoty by mělo dojít v důsledku změny poloměru hvězdy během jejího vývoje. Tuto hypotézu podložili několika argumenty. Jednak mnohé Be hvězdy byly skutečně odhaleny jako dvojhvězdy, ve vhodné fázi vývoje by tedy mohlo dojít k přetoku hmoty mezi jejich jednotlivými složkami. Navíc jsou Be hvězdy podobné dvojhvězdným typu Algol, u kterých skutečně dochází k přenosu hmoty mezi jednotlivými složkami. Zvýšenou rotační rychlost, pozorovanou u Be hvězd, by pak bylo možné vysvětlit na základě urychlení rotace hvězd v důsledku přenosu momentu hybnosti mezi složkami dvojhvězdy.

Dvojhvězdná hypotéza vzniku hvězd typu Be však naráží na četné problémy. Ačkoliv se mnohé z těchto hvězd skutečně nacházejí ve dvojhvězdných soustavách, je vzdálenost složek dvojhvězdy příliš vysoká na to, aby v soustavě docházelo k přenosu hmoty. Navíc však existují mnohé Be hvězdy, které se ve dvojhvězdných soustavách nenacházejí. Ačkoliv tedy existují některé Be hvězdy, které je možné pomocí dvojhvězdné hypotézy vysvětlit, pro mnohé další hvězdy je zřejmě nutné hledat další hypotézy o vzniku jejich disků.

## **Hvězdný vítr podporovaný rotací**

Zvýšená rychlost rotace hvězd typu Be vedla mnohé astronomy k přesvědčení, že by disk v okolí těchto hvězd mohl být vysvětlen pomocí hvězdného větru, který by byl na rovníku hvězdy navíc podporován zvýšenou rotační rychlostí. Protože rotace vede ke zploštění hvězdy, je povrchové gravitační zrychlení na rovníku menší než na pólech hvězdy. Proto je jednodušší uvolnit materiál z hvězdného rovníku než z hvězdných pólů. Mohli bychom se tedy domnívat, že hvězdný vítr na rovníku je silnější než na pólech a že by tedy případně mohl vést k vytváření disku v okolí Be hvězd. Svoji oblibu si získal model tzv. větrem stlačovaného disku publikovaný Bjorkmanem a Cassinellim (1993). V tomto modelu se hvězdný vítr v důsledku rychlé rotace hvězdy soustředí v rovníkové oblasti.

Podrobnější numerické modely však ukázaly, že disk v okolí hvězd typu Be zřejmě pomocí hvězdného větru vysvětlit nelze. Jak jsme se již zmiňovali, je efektivní teplota rotující hvězdy na rovníku menší než efektivní teplota hvězdy na pólech (připomeňme si, že tento jev se nazývá gravitační ztemnění). Menší je také tok záření a tedy i zářivá síla a rychlost ztráty hmoty, které závisí na velikosti toku záření. Přestože je tedy snazší vynést materiál do okolí hvězdy z rovníku než z polárních oblastí, je paradoxně hvězdný vítr v důsledku gravitačního ztemnění silnější na pólech než na rovníku (Owocki, Cranmer a Gayley 1996). Pohybu látky hvězdného větru ve směru k rovníku pak také brání neradiální složka zářivé síly. Disky v okolí hvězd typu Be tedy pravděpodobně v důsledku hvězdného větru nevznikají.

### Neradiální pulzace

Ve spektrech mnohých hvězd typu Be pozorujeme rychlé změny profilů čar. Tyto změny mohou být vysvětleny pomocí tzv. neradiálních pulzací hvězdy. Neradiální pulzace mohou přenášet moment hybnosti z vnitřních částí hvězdy do vnějších částí a přispět tak tomu, že rotační rychlost dosáhne kritické rotační rychlosti. To by ve svém důsledku mohlo vést k vytváření disku v okolí hvězd typu Be (Ando 1986, Cranmer 2009, Lee 2013).

I tato hypotéza vysvětlující vznik disku v okolí hvězd typu Be se střetává s mnohými obtížemi. Změny profilů čar, které mohou být způsobeny neradiálními pulzacemi, se zřejmě nevyskytují u všech těchto hvězd. Navíc přenos momentu hybnosti prostřednictvím pulzací není příliš efektivní, hvězda by zřejmě musela rotovat s vysokou rychlostí, aby byl tento mechanismus dostatečně efektivní.

### Hvězdný vítr soustředěný magnetickým polem

Ukazuje se, že některé hvězdy třídy B mají silné magnetické pole, které je schopno ovlivnit dynamiku hvězdného větru. Někteří astronomové se proto domnívají, že je možné vysvětlit vznik disku v okolí hvězd typu Be jako důsledek soustředění hvězdného větru dipólovým magnetickým polem do rovníkové oblasti hvězdy (poslední model tohoto druhu navrhli Cassinelli a kol. 2002).

Magnetohydrodynamické modely hvězdného větru (ud-Doula & Owocki 2002) však ukazují, že ani hvězdný vítr soustředěný magnetickým polem není zřejmě schopen vysvětlit vznik disků v okolí hvězd typu Be.

## 4.6 Zvěřinec „Be” hvězd

Více druhů hvězd spektrálního typu B může mít spektra s emisními čarami. Pro přehlednost si tyto hvězdy vyjmenujeme.

- „Klasické” hvězdy typu Be: Těmto hvězdám jsme se věnovali v této kapitole. Jedná se o hvězdy všech luminozitních tříd mimo veleobrů, u nichž alespoň jednou měla některá z jejich Balmerových čar emisní profil. Tyto hvězdy rychle rotují a jejich emisní čáry vznikají v okolohvězdném disku.
- hvězdy typu B[e]: Jedná se o hvězdy s emisními čarami (především silné Balmerovy čáry, ale také čáry těžších prvků), v jejichž spektru nalézáme zakázané emisní čáry (např. [Fe II], [O I]). V okolí těchto hvězd se také pozoruje prach. Těchto hvězd je několik druhů (Lamers a kol. 1998):



- *veleobři typu B[e]*: Jedná se o hvězdy, v jejichž okolí se nachází okolohvězdný disk, jenž má také prachovou složku. Jedná se o pozdní stadium vývoje velmi rychle rotujících hvězd. Hvězdy mají silný hvězdný vítr.
  - *Herbigovy B[e] hvězdy*: Jedná se o hvězdy před vstupem na hlavní posloupnost (velmi mladé hvězdy), které se nacházejí v blízkosti oblastí, ve kterých vznikají hvězdy. Ve spektrech těchto hvězd se nalézají obrácené P Cyg profily, vznikající akrecí okolní látky.
  - *Hvězdy s (nerozlišenou) planetární mlhovinou*: Spektra těchto hvězd vykazují podobné rysy jako spektra planetárních mlhovin, přičemž samotná mlhovina se přímo nepozoruje. Jedná se o hvězdy s malou počáteční hmotností v pokročilém stupni vývoje. Prach v okolí těchto hvězd je zřejmě důsledkem větru uvolněného během předchozí fáze hvězdy AGB.
  - *Symbiotické hvězdy*: Jedná se o interagující dvojhvězdy složené z chladného obra a horké hvězdy.
- *veleobři typu B*: tyto veleobři patří k nejzářivějším hvězdám v Galaxii, v jejichž spektru se nacházejí emisní čáry (např.  $H\alpha$ ), které vznikají ve hvězdném větru. Tyto čáry mají buďto typický P Cyg profil, nebo prostý emisní profil.
  - *Herbigovy hvězdy typu Be*: Jedná se o mladé hvězdy, v jejichž blízkosti nacházíme zbytky zárodečné mlhoviny.
  - *Hvězdy s rozsáhlou magnetosférou*: Magnetické pole udržuje v okolí hvězdy okolohvězdnou látku. Látko se uvolnilo z povrchu hvězdy prostřednictvím hvězdného větru a způsobuje jednak emisi v čáře  $H\alpha$  a jednak proměnnost hvězdy. Zatím známe pouze několik hvězd tohoto druhu (např.  $\sigma$  Ori E).

## Doporučená literatura

Reig, P.: Be/X-ray binaries, 2011, Ap&SS, 332, 1

Rivinius, T., Carciofi, A. C., Martayan, C.: Classical Be stars, 2013, A&ARv, 21, 69

## 5 Planetární mlhoviny

V okolí horkých hvězd se často nachází velké množství mezihvězdné látky. V případě hmotných horkých hvězd se může jednat o látku zárodečné mlhoviny, ze které hvězdy vznikly, v případě horkých hvězd pozdějších vývojových stadií se jedná o látku odvrženou během předcházejícího vývoje. Horké hvězdy s tímto mezihvězdným prostředím interagují prostřednictvím látky uvolněné hvězdnými větry nebo při výbuchu supernovy a (především) prostřednictvím ionizujícího záření, které vyzářují díky své vysoké efektivní teplotě. V okolí horkých hvězd proto nalézáme ionizované obálky, oblasti ionizovaného vodíku v případě hmotných horkých hvězd, či planetární mlhoviny v případě hvězdy, která právě opustila asymptotickou větev obrů. Vlastnosti těchto oblastí jsou velice podobné, ať již se v centru ionizované obálky nachází hmotná hvězda či centrální hvězda planetární mlhoviny. My se zde budeme zabývat planetárními mlhovinami, ale mějme na paměti, že naše úvahy mohou mít mnohem obecnější platnost.

### 5.1 Základní vlastnosti

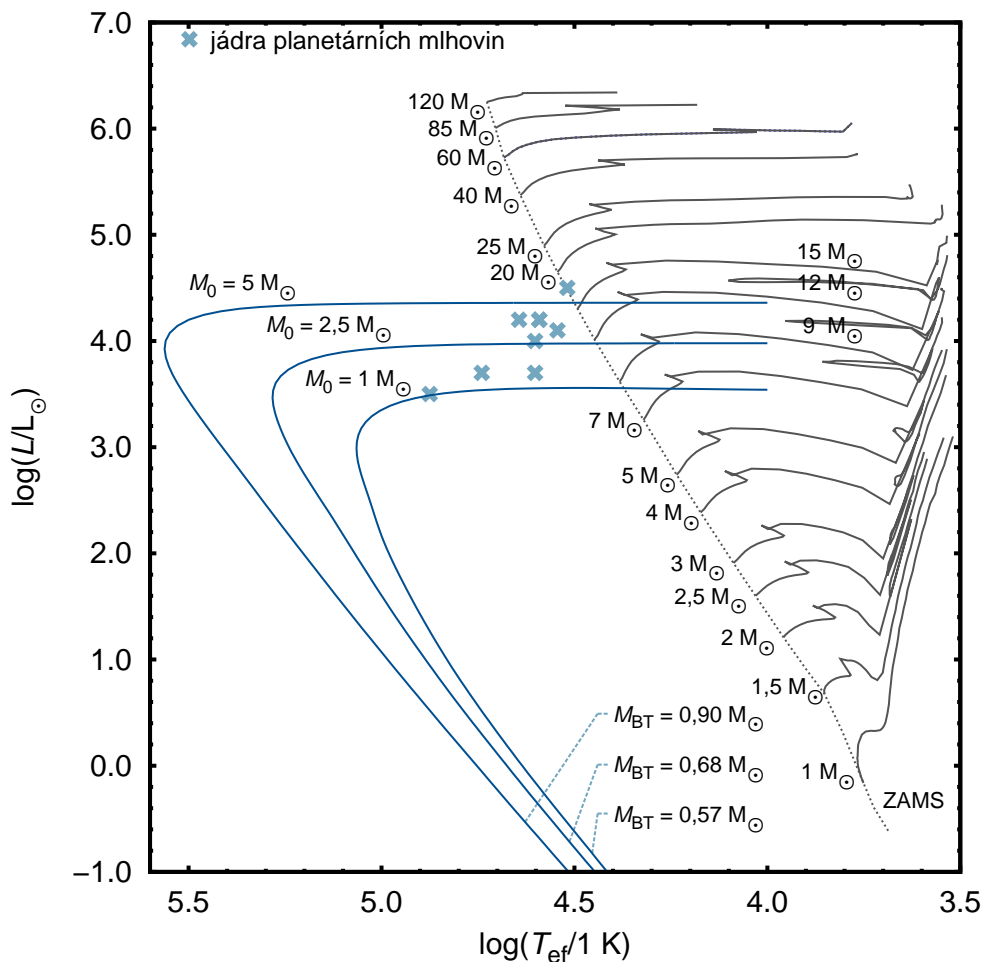
Planetární mlhoviny jsou expandující plynové obálky, v jejichž centru se nachází jádro planetární mlhoviny, velmi horká hvězda ve vývojové fázi mezi AGB hvězdami a bílými trpaslíky. Během svého předchozího vývoje se hvězda zbavila podstatné části své hmoty a odhalila své horké vnější vrstvy, které ozařují látku odvrženou v předchozích vývojových fázích. Jak jsme si ukázali v předchozí kapitole, mají jádra planetárních mlhovin rychlý a relativně řídký vítr, který interaguje s hustým a pomalým větrem uvolněným během předchozího vývoje ve fázi hvězdy asymptotické větve obrů. Tato interakce je jedním z jevů, které ovlivňují tvar planetárních mlhovin. Vývoj jader planetárních mlhovin směrem k bílým trpaslíkům je velmi rychlý. Jedná se tedy o velmi vzácné vývojové stadium, které netrvá déle než několik desítek tisíc let.

Hvězdy ve vývojové fázi mezi hvězdou asymptotické větve obrů a jádrem planetární mlhoviny se nazývají post-AGB hvězdy. Hvězdy v této vývojové fázi jsou chladnější než jádra planetárních mlhovin, nevyzařují dostatek záření, které by mohlo ionizovat okolní mlhovinu. Obálky v okolí post-AGB hvězd, budoucí planetární mlhoviny, září proto v důsledku rozptylu záření centrální hvězdy.

Planetární mlhoviny mají různý tvar, mohou být pravidelné, ale existují i bipolární mlhoviny jasnější na koncích své osy, či prstencové mlhoviny. Mnohé planetární mlhoviny si zasloužily i své vlastní jméno (např. Kočičí oko, Soví mlhovina apod.), které svědčí nejen rozmanitosti jejich tvarů, ale také o oblibě těchto objektů mezi astronomy. Příčiny tvarové rozmanitosti nejsou zcela jasné a jsou v současné době předmětem astrofyzikálního výzkumu. Není jasné, zda různá morfologie planetárních mlhovin odráží jejich vývojovou posloupnost, nebo zda se jedná stále o stejný tvar sledovaný pod různým úhlem.

Hmotnosti planetárních mlhovin se odhadují řádově na  $0,01 - 0,1 M_{\odot}$ , typická hmotnost centrálních hvězd je  $0,6 M_{\odot}$ . Planetární mlhoviny se rozpínají rychlostí řádově desítek kilometrů za sekundu, která zhruba odpovídá rychlosti větru hvězdy asymptotické větve obrů. Ionizovaná látka planetárních mlhovin má chemické složení odpovídající mezihvězdné látce, ze které vznikla původní hvězda. Kromě této ionizované látky ale v planetárních mlhovinách pozorujeme neutrální atomy, molekuly a prach pocházející z větru hvězdy asymptotické větve obrů.

Planetární mlhoviny září díky jádru planetární mlhoviny, transformují ultrafialové záření jádra na záření s většími vlnovými délkami. Vzhledem k tomu, že jádra planetárních mlhovin



Obrázek 35: HR diagram s vyznačenou polohou vybraných centrálních hvězd planetárních mlhovin. Pro lepší orientaci jsou nakresleny vývojové stopy hvězd různých hmotností od hlavní posloupnosti nulového stáří (ZAMS) až po fázi červeného obra (veleobra). Stopy jsou označeny hmotností hvězdy na počátku jejího vývoje. Dále jsou na obrázku zakresleny vývojové stopy hvězd po opuštění fáze obra asymptotické větve až po bílého trpaslíka. Stopy jsou označeny počáteční hmotností hvězdy  $M_0$  a hmotností bílého trpaslíka  $M_{BT}$ . Jádra planetárních mlhovin mají podobné efektivní teploty jako hmotné hvězdy hlavní posloupnosti nebo horcí bílí trpaslíci. Jejich zářivé výkony leží mezi těmito skupinami hvězd.

jsou velmi horké hvězdy s efektivní teplotou 30 000 K – 200 000 K, které vyzařují většinu svého záření v ultrafialové oblasti, je hvězdná velikost planetárních mlhovin v optické oblasti  $m_n$  vždy menší než hvězdná velikost centrální hvězdy  $m_*$ . Rozdíl  $m_* - m_n$  je tedy vždy kladný a typicky dosahuje 3–4 mag, v extrémních případech až 7 mag. Centrální hvězdy planetárních mlhovin jsou tedy velmi slabé objekty a není proto divu, že ve většině případů centrální hvězda není známa.

Jednou z nejcharakterističtějších vlastností planetárních mlhovin je jejich spektrum. Není proto problém spektroskopicky odlišit planetární mlhoviny od jiných objektů se zvláštním spektrem. Spektrum planetárních mlhovin se v optické oblasti skládá z četných emisních čar, přičemž záření v kontinuu je jen velmi slabé. Mezi nejnápadnější čáry v optické oblasti patří

dublet zakázaných čar kyslíku<sup>6</sup> [O III] s vlnovými délkami 4959 Å a 5007 Å, čáry vodíku H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$  a další, čáry helia He II 4686 Å, He I 5411 Å a 5876 Å, zakázané čáry dubletu jednou ionizovaného dusíku [N II] 6548 Å a 6584 Å a četné další čáry.

Zatímco spektra planetárních mlhovin jsou si navzájem silně podobná, spektra jader planetárních mlhovin se liší mnohem více. Rozeznáváme několik základních typů spekter centrálních hvězd planetárních mlhovin, přičemž jejich rozdělení je odvozeno od spektrální klasifikace zářivých horkých hvězd:

- *Wolfův-Rayetův typ*: hvězdy se širokými emisními čarami ukazující na silný odtok hmoty prostřednictvím hvězdného větru,
- *typ Of*: ve spektru centrální hvězdy se nacházejí jak emisní, tak absorpční čáry,
- *typ O*: ve spektru se nacházejí pouze absorpční čáry,
- *kontinuální spektrum*: ve spektru se nalézáme pouze kontinuum bez absorpčních či emisních čar. V tomto případě je již zřejmě centrální hvězda bílým trpaslíkem s podstatně vyšším zářivým výkonem než jaký mají bílí trpaslíci bez planetárních mlhovin.

Centrální hvězda bývá typicky spektroskopicky a fotometricky proměnnou. Příčiny této proměnnosti nejsou doposud zcela jasné.

V naší Galaxii známe přes dva tisíce planetárních mlhovin, což je zhruba pětina jejich celkového odhadovaného počtu. V cizích galaxiích (především v Místní skupině galaxií) je známo několiknásobně více možných planetárních mlhovin, z nichž ale pouze malá část byla potvrzena spektroskopicky. Jedním z nejlepších atlasů planetárních mlhovin v naší Galaxii je katalog českých astronomů Perka a Kohoutka z roku 1967, který zavedl označení planetárních mlhovin podle galaktických souřadnic.

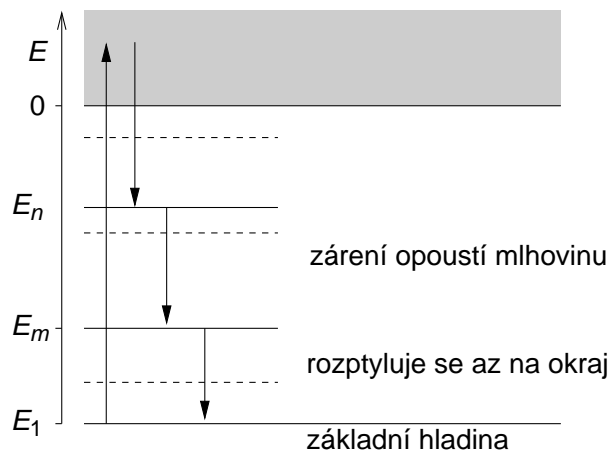
## 5.2 Ionizační stav planetární mlhoviny

Veškeré krátkovlnné záření centrální hvězdy je obálkou pohlceno a poté transformováno na záření s delší vlnovou délkou (tento závěr se nazývá Rosselandův teorém). To souvisí s procesem fluorescence probíhajícím v planetárních mlhovinách. Celý děj si můžeme ilustrovat na příkladě vodíkového atomu. Vzhledem k tomu, že prostředí mlhoviny má velmi nízkou hustotu, jsou srážky v mlhovině velmi řídké a proto se ionizační stav podstatným způsobem odchyluje od stavu LTE. Důsledkem je například to, že se téměř všechny vodíkové atomy nacházejí buďto v základní hladině, nebo v ionizovaném stavu. Koncentrace vodíkových atomů v excitovaných hladinách je téměř zanedbatelná, protože četnosti zářivé nebo srážkové excitace jsou velmi malé, ale doba života excitovaných stavů je velmi krátká.

Procházející záření Lymanova kontinua proto může interagovat především s atomem vodíku v základním stavu, dochází k ionizaci vodíku. Pokud se po následné rekombinaci vrátí vodík do základního stavu, je vyzářen foton Lymanova kontinua a celý proces se může znovu opakovat. Pokud se ale vodík po rekombinaci nevrátí do základního, ale do excitovaného stavu, pak jsou místo jednoho energetického fotonu vyzářeny nejméně dva fotony s nižší energií. Vzniklý foton Lymanovy série může být několiknásobně opětovně vyzářen nebo absorbován

---

<sup>6</sup>Tyto čáry, označované také jako N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub>, byly přisuzovány mytickému prvku nazývanému nebulium a teprve Bowen v roce 1928 ukázal, že se jedná o zakázané čáry kyslíku.



Obrázek 36: Fluorescence v planetární mlhovině

a to do té doby, než opustí mlhovinu. Fotony vyšších sérií mohou ovšem téměř bez překážek opustit mlhovinu, protože se v mlhovině v podstatě žádné atomy vodíku v excitovaném stavu nenachází. Dochází tedy k transformaci původně vysokoenergetických fotonů na fotony nízkoenergetické, částečně i na fotony viditelné. Opačný proces, při kterém z více nízkoenergetických fotonů vzniká jeden s vyšší energií, je nepravděpodobný, protože se v mlhovině téměř žádné excitované atomy vodíku nenacházejí. Vzhledem k tomu, že centrální hvězda planetární mlhoviny vyzařuje téměř veškeré své záření v oblasti Lymanova kontinua a pouze jen velmi malou část v optické oblasti, jsou planetární mlhoviny ve viditelném spektru podstatně jasnější než jejich centrální hvězdy. Celý proces fluorescence je ilustrován na obrázku 36.

Ionizační a excitační stav látky v planetární mlhovině lze spočítat řešením rovnic kinetické rovnováhy spolu s rovnicí přenosu záření. Obecně je řešení příslušných rovnic možné pouze numericky, přesto ale lze odvodit alespoň přibližné vztahy charakterizující ionizační rovnováhu v mlhovině. Jak jsme již zmiňovali, naprostá většina iontů se nachází v základním stavu, což značně zjednodušuje naše další úvahy. Při výpočtech budeme pro jednoduchost uvažovat pouze rekombinaci na základní hladinu. Ionizační stav mlhoviny je dán rovnováhou mezi zářivou ionizací a rekombinací,

$$N_i 4\pi \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} J_\nu d\nu = N_{i+1} 4\pi \left( \frac{N_i}{N_{i+1}} \right)^* \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{\alpha_i(\nu)}{h\nu} \left[ \frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu. \quad (77)$$

V prvním přiblížení můžeme předpokládat, že ionizující záření odpovídá záření černého tělesa o teplotě  $T_*$  (která může být odlišná od efektivní teploty hvězdy) opravenému o příslušný koeficient zředění (23),  $J_\nu = W B_\nu(T_*)$ . Fotoionizační účinný průřez lze pro jednoduchost aproximovat vztahem  $\alpha_i = \alpha_0/\nu^3$  a za předpokladu velké vzdálenosti od centrální hvězdy zanedbat člen obsahující  $J_\nu$  v integrálu na pravé straně rovnice. Konečně, vezmeme-li v úvahu, že pro ionizující záření platí  $h\nu/(kT) \gg 1$ , je možné ve jmenovateli Planckovy funkce zanedbat jedničku vzhledem k exponentě a pro ionizační rovnováhu získat vztah

$$N_i W \int_{\nu_i}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT_*}} \frac{d\nu}{\nu} = N_{i+1} \left( \frac{N_i}{N_{i+1}} \right)^* \int_{\nu_i}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \frac{d\nu}{\nu}. \quad (78)$$

Získané integrály v rovnici (78) nelze vyjádřit prostřednictvím elementárních funkcí. Pokud je ale člen v exponenciále dostatečně vysoký, je možné s výhodou využít přiblížení

$\int_a^\infty e^{-x}/x dx \approx e^{-a}/a$  a získat s užitím Sahovy rovnice vztah

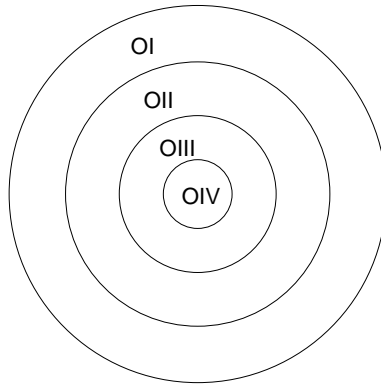
$$\frac{N_i}{N_{i+1}} = \frac{1}{W} \sqrt{\frac{T_*}{T}} n_e \frac{U_i(T)}{U_{i+1}(T)} \frac{1}{2} \left( \frac{h^2}{2\pi m_e k T_*} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\chi_{I,i}}{k T_*}\right). \quad (79)$$

V případě termodynamické rovnováhy  $W = 1$  a  $T = T_*$  tento vztah vede k Sahově rovnici. V mlhovinách je ale situace poněkud odlišná, ionizační rovnováha je určena Sahovou rovnicí (pro ionizační teplotu centrální hvězdy  $T_*$ ) modifikovanou faktorem zředění  $W$ . Tento faktor může být v planetárních mlhovinách velmi malý, až řádu  $10^{-14}$ . Na druhou stranu je velmi malá i koncentrace volných elektronů  $n_e$ . V důsledku toho je většina atomů vodíku v ionizovaném stavu a ionizační poměr činí zhruba  $N_{i+1}/N_1 \approx 1000$ .

Poloměr obálky ionizovaného vodíku  $r_{\text{H II}}$  lze odhadnout za předpokladu, že počet ionizujících fotonů  $N_1$  je roven počtu rekombinací vodíkových atomů v mlhovině,

$$N_1 \equiv \int_{\nu_1}^\infty \frac{4\pi R_*^2 F_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_{\text{H II}}^3 n_{\text{H II}} R_{\text{H II}}, \quad (80)$$

kde  $R_{\text{H II}} \sim n_e$  je četnost rekombinace ionizovaného vodíku,  $n_{\text{H II}}$ ,  $n_e$  je koncentrace ionizovaného vodíku a volných elektronů. Poloměr obálky ionizovaného vodíku, *Strömgrenův poloměr*, je tedy úměrný  $r_{\text{H II}} \sim (N_1/(n_{\text{H II}} n_e))^{1/3}$ . V případě planetárních mlhovin dosahuje typicky desetin parseku.



Obrázek 37: Ionizační struktura kyslíku v planetární mlhovině

Pro prvky obsahující více elektronů je situace poněkud složitější. Tyto prvky se v mlhovině mohou nacházet v různých stupních ionizace. Výpočty ukazují, že v daném místě mlhoviny převažuje vždy pouze jeden z ionizačních stupňů. Vzhledem k tomu, že poloměr ionizované obálky roste s klesajícím stupněm ionizace (integrál  $\int_{\nu_i}^\infty F_\nu/\nu d\nu$  v rovnici (80) roste s klesajícím  $\nu_i$ ), ionty s nejvyšším ionizačním stupněm nalézáme v blízkosti samotného jádra planetární mlhoviny, ionty nižších ionizačních stupňů nalézáme dále od jádra. Vnitřní části planetárních mlhovin mají proto slupkovitou strukturu, příkladem může být rozložení ionizačních stupňů kyslíku na obrázku 37. Spektrální čáry vznikají při vázaných přechodech konkrétních iontů, proto závisí velikost planetární mlhoviny na čáře ve které mlhovinu studujeme. Čím je větší ionizační potenciál iontu zodpovědného za danou spektrální čáru, tím je také menší poloměr planetární mlhoviny v dané spektrální čáře.

### 5.3 Vznik zakázaných čar ve spektru planetární mlhoviny

Zakázané čáry narušují některé z výběrových pravidel pro přechody mezi vázanými stavy iontů. Přechod odpovídající zakázané čáře je proto velmi nepravděpodobný, síla oscilátoru příslušného přechodu je o několik řádů menší než v případě povoleného přechodu. Zakázané čáry proto bývají typicky nepozorovatelné, přesto ale v případě planetárních mlhovin je emise v zakázaných čarách velmi silná. Jak je to možné?

Proto, aby intenzita dané zakázané čáry byla dostatečně silná, musí být splněno několik nutných podmínek. Pokud by existoval povolený přechod z horní hladiny odpovídající dané zakázané čáře, potom by se přechod z horní hladiny uskutečnil prostřednictvím podstatně pravděpodobnějšího povoleného přechodu a intenzita zakázané čáry by nikdy nedosáhla intenzity povolené čáry. První podmínka pro intenzivní povolené přechody proto zní, že horní hladina odpovídající danému přechodu musí být metastabilní.

Přechod iontu z dané metastabilní hladiny se nemusí uskutečnit pouze zářivými procesy, ale také procesy srážkovými. Pokud budou srážkové přechody četnější, pak zakázaná čára nedosáhne plné intenzity. Přechody spontánní deexcitace tedy musí být četnější než srážkové přechody,

$$n_j 4\pi \frac{g_i}{g_j} \frac{\alpha_{ij}}{h\nu_{ij}} \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \gg n_j n_e \Omega_{ji}(T). \quad (81)$$

Z této nerovnosti vyplývá další podmínka pro intenzivní zakázané čáry, podle které musí být prostředí dostatečně řídké, koncentrace volných elektronů musí splňovat podmínku

$$n_e \ll 8\pi \frac{g_i}{g_j} \left(\frac{\nu_{ij}}{c}\right)^2 \frac{\alpha_{ij}}{\Omega_{ji}}. \quad (82)$$

Veličina na pravé straně nerovnice se nazývá kritická koncentrace. Pro typické zakázané čáry její hodnota činí  $10^2 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Vzhledem k tomu, že koncentrace volných elektronů v planetárních mlhovinách dosahuje zhruba  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , je tato podmínka pro mnohé zakázané čáry splněna.

Atom nebo iont nacházející se v metastabilní hladině může absorbovat záření a přejít na vyšší hladinu bez vyzáření fotonu v zakázané čáře. Další podmínkou pro vznik zakázaných čar tedy je, aby střední intenzita záření v mlhovině byla dostatečně slabá.

Otázkou ale zůstává, jakým způsobem se iont do metastabilního stavu dostane. Jedním z těchto způsobů je zřejmě rekombinace. V mnohých případech se ale ukazuje, že rekombinace není jediným procesem, během kterého dochází k obsazování metastabilních hladin. Druhým takovým procesem je srážková excitace. V planetárních mlhovinách se nachází dostatečné množství volných elektronů (vznikajících především při ionizaci vodíku), které od ultrafialového záření získaly dostatečnou energii pro excitaci iontů do metastabilních hladin. Srážky s volnými elektrony proto musí probíhat dostatečně často, aby byly obsazeny metastabilní hladiny, ale ne natolik často, aby převážila srážková deexcitace metastabilních hladin. Pro přechod do metastabilní hladiny platí rovnice kinetické rovnováhy mezi srážkovou excitací a deexcitací a spontánní deexcitací s vyzářením fotonu v zakázané čáře,

$$n_i n_e \Omega_{ij}(T) = n_j n_e \Omega_{ji}(T) + n_j R_{ji}. \quad (83)$$

S využitím vztahu (42) mezi srážkovými účinnými průřezy je možné pro podíl koncentrací iontů v metastabilní a základní hladině napsat

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{n_e \Omega_{ji}(T)}{n_e \Omega_{ji}(T) + R_{ji}} \left(\frac{n_j}{n_i}\right)^*. \quad (84)$$

Tento vztah v případě, že srážky dominují,  $n_e \Omega_{ji}(T) \gg R_{ji}$ , vede ke vztahu odpovídajícímu termodynamické rovnováze, k Boltzmannovu rozdělení. Naopak v opačném případě zanedbatelné srážkové rekombinace již nebude excitační rovnováha odpovídat stavu termodynamické rovnováhy,

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{n_e \Omega_{ji}(T)}{R_{ji}} \left( \frac{n_j}{n_i} \right)^* . \quad (85)$$

Počet vyzářených fotonů v zakázané čáře z jednotky objemu  $n_j R_{ji} = n_i n_e \Omega_{ij}(T)$  je proto roven počtu srážkových excitací a není závislý na síle oscilátoru dané čáry. V našem případě se intenzita málo pravděpodobných zakázaných čar může vyrovnat intenzitě čar povolených.

Vznik jednotlivých emisních čar planetárních mlhovin může být podstatně složitější, než jsme zde naznačili, proto je možné důvěryhodnější předpověď jejich intenzity získat až řešením rovnic kinetické rovnováhy a případně rovnice přenosu záření. V každém případě jsou zakázané čáry pro planetární mlhoviny typické a jsou vhodným prostředkem jak planetární mlhoviny nalézt a sledovat.

## Doporučená literatura

- Gurzadyan, G. A.: *The Physics and Dynamics of Planetary Nebulae*, 1997, Springer  
 Kwok, S.: *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae*, 2007, Cambridge University Press  
 Osterbrock, D. E., Ferland, G. J.: *Astrophysics Of Gaseous Nebulae And Active Galactic Nuclei*, 2005, University Science Books